



HAL
open science

Les halos Lyman alpha des galaxies distantes vus par MUSE : étude du milieu circum-galactique

Floriane Leclercq

► **To cite this version:**

Floriane Leclercq. Les halos Lyman alpha des galaxies distantes vus par MUSE : étude du milieu circum-galactique. Astrophysique [astro-ph]. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSE1231 . tel-01724229

HAL Id: tel-01724229

<https://theses.hal.science/tel-01724229v1>

Submitted on 6 Mar 2018

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

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



N° d'ordre NNT : xxx

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
Physique et Astrophysique de Lyon

Spécialité de doctorat : Astrophysique

Soutenue publiquement le 09/11/2017, par :
Floriane Leclercq

Les halos Lyman- α des galaxies distantes vus par MUSE : Étude du milieu circum-galactique

Devant le jury composé de :

Combes Françoise, Astronome, Observatoire de Paris
Schaerer Daniel, Professeur, Observatoire de Genève
Blaizot Jérémy, Astronome, CRAL
Contini Thierry, Directeur de recherche, IRAP
Tresse Laurence, Astronome, CRAL

Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Examinatrice

Bacon Roland, Directeur de Recherche, CRAL

Directeur de thèse

Remerciements

Cette thèse n'aurait pas eu lieu sans ma rencontre avec Roland il y a maintenant 3 ans et demi au Chili. Je tiens ainsi à remercier, en premier lieu, Stéphane Brillant pour la confiance dont il a fait preuve en me présentant et en me recommandant auprès du directeur de projet de l'instrument MUSE.

J'en viens ainsi naturellement à remercier mon directeur de thèse, Roland, pour avoir cru en moi en me confiant un projet nouveau et extrêmement porteur. Je le remercie ainsi pour son soutien et sa disponibilité malgré un emploi du temps chargé tout au long de ces trois années de travail. Je lui suis reconnaissante d'avoir su me guider jusqu'à la finalisation de cette thèse, tout en me laissant apprendre et développer des problématiques par moi-même. Merci pour ces années ; j'espère sincèrement que notre collaboration/amitié perdurera.

J'aimerais, de plus, remercier Françoise Combes, Daniel Schaerer, Jérémy Blaizot, Thierry Contini et Laurence Tresse pour avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse ; merci à eux pour leur lecture attentive, leur rapport détaillé ainsi que pour les discussions très intéressantes et riches de nouvelles idées menées lors de la soutenance.

Je tiens aussi particulièrement à remercier Simon qui, dès les premiers jours puis tout au long du doctorat, m'a consacré de son temps pour m'expliquer et m'aider à utiliser l'outil informatique de manière optimale ; merci pour sa patience et sa grande sympathie. Je remercie de plus toutes les personnes du laboratoire qui m'ont permis d'évoluer dans un cadre stimulant et agréable pendant ces trois années : Johan, Jérémy, Léo, Jeff, Laure, Manu, Arlette, Nathalie, Sylvie, Caroline, Clémence, Joanne, Alice, Mylène et Christian, pour ne citer qu'eux. J'ai beaucoup apprécié nos discussions, quel qu'en soit le sujet. J'ai, entre autre, découvert et apprécié la vulgarisation scientifique ; chose que je continuerai à faire avec grande plaisir. Je pense aussi tout particulièrement aux doctorants et post-doctorants grâce à qui un environnement convivial s'est créé et qui sont d'ailleurs, pour la plupart, devenus des amis : Benjamin, Thibault, Maxime, Vera, David, Nicolas, Glenn, Christian, Francesco, Takuya, Peter, Guillaume, Johany, Hanae, Alyssa, David, Anthony, Matthieu et Anna.

Au delà du cadre professionnel, je souhaite dire un grand merci à mes amis proches qui m'ont accompagnés, de près comme de loin, dans cette aventure : Cidjy, Nérime, Justine, Jérôme, Matthias, Aurélien, Nicolas, Camille, Mélanie, Marion, Adriana, Eve ainsi que mes colocataires et amis, Olivier, Céline et Gabriel.

Enfin, je remercie ma famille qui m'a toujours soutenue et encouragée au cours de toutes ces années d'études : mes parents, qui m'ont donné les moyens de réaliser mes projets/envies et ainsi de concrétiser ce beau parcours qui me tenait tant à cœur depuis toute petite, mais aussi ma sœur et mon frère qui m'ont été d'un soutien moral sans faille dans les moments les plus difficiles. Merci à vous de vous intéresser à ce que je fais et de croire en moi ; tout ça, c'est en grande partie grâce à vous !

Résumé

Le milieu circum-galactique (CGM pour "Circum-Galactic Médium" en anglais) constitue l'interface entre les galaxies et les grandes structures au sein desquelles elles évoluent. Le milieu inter-galactique est principalement composé de gaz d'hydrogène froid, dit primordial, qui en s'accrétant sur les galaxies constitue le carburant de la formation stellaire. La formation stellaire apparaît alors régulée par les échanges de matière entre la galaxie et l'extérieur. En ce sens, l'étude de l'environnement des galaxies se révèle cruciale pour comprendre les mécanismes qui régissent leur formation et leur évolution.

L'observation directe du CGM est toutefois assez délicate en raison de la chute de brillance des galaxies dans leurs régions externes. Sa détection est d'autant plus difficile pour les galaxies de l'Univers lointain. Quelques techniques existent pour contrecarrer cette difficulté : l'observation du CGM en absorption dans le spectre d'un quasar brillant situé sur la ligne de visée de la galaxie, ou sa détection statistique en combinant de nombreuses images de galaxies. Ces techniques ont toutefois de sévères limitations car elles ne donnent que des informations parcellaires sur le CGM.

Je rapporte dans cette thèse la détection de gaz d'hydrogène froid autour de 145 galaxies (soit 80% des galaxies testées) peu massives, peu lumineuses et très distantes, émettant de l'émission Ly α . Longtemps utilisée pour son pouvoir de détection des galaxies lointaines, l'émission Ly α est maintenant utilisée comme un traceur du gaz froid du CGM, alors observable sous forme de "halos" Ly α . Notre échantillon constitue le plus grand échantillon de halos Ly α détectés individuellement autour de galaxies de faible masse et ce, à une époque pendant laquelle l'Univers est en pleine construction. Ces avancées ont été rendues possible grâce à l'incomparable sensibilité de l'instrument MUSE installé sur le "Very Large Telescope" au Chili il y a bientôt 4 ans. Seule une centaine d'heures de télescope dans la région du champ ultra profond de Hubble ont été nécessaires pour permettre la détection de halos Ly α . Nos résultats confirment la présence de grande quantité de gaz froid dans l'environnement immédiat des galaxies distantes. Ces observations étaient en effet prédites par les modèles théoriques et les simulations numériques. En plus d'être quasi-omniprésents autour des galaxies, les halos Ly α observés montrent une diversité (taille, flux, forme, profil de la raie d'émission, etc) particulièrement remarquable dans une région du ciel si restreinte ($9' \times 9'$). De plus, la possibilité d'analyser le CGM galaxie par galaxie et en trois dimensions permet maintenant d'étudier de manière directe l'impact de l'environnement sur la galaxie mais aussi l'évolution des propriétés du CGM avec les époques cosmiques. Notre grand échantillon de galaxies nous a permis de réaliser un traitement statistique robuste et de mettre en évidence que les propriétés stellaires des galaxies étudiées ne sont pas systématiquement liées à celles de l'émission Ly α . Enfin, d'après les modèles théoriques, nos observations (spectroscopiques) indiquent la présence de matière en expansion dans et/ou autour des galaxies. La présence d'accrétion de matière est, quant à elle, moins bien contrainte par nos données.

Finalement, l'analyse décrite dans ce manuscrit rapporte des informations importantes et inédites sur les propriétés du CGM d'une population de galaxies relativement peu lumineuses et très abondantes dans l'Univers lointain.

Abstract

The circum-galactic medium (CGM) serves as the interface between galaxies and the larger structures within which they evolve. Composed primarily of cold hydrogen gas (also called primordial gas), the CGM is a major fuel source for star formation as material falls onto a galaxy from its surrounding halo. This suggests that star formation is in fact regulated by gas exchange between a galaxy and its vicinity. Thus, studying the surrounding environment of galaxies represents a crucial step in understanding the mechanisms governing their formation and evolution.

Unfortunately, direct observation of the CGM is often quite difficult, since these regions are very faint. This task becomes even more challenging for galaxies in the distant Universe, though some techniques have been developed for this purpose. The CGM can be detected through absorption features in the spectrum of a more-distant quasar located along a galaxy's line of sight or statistically, by stacking many images of galaxies together, in order to increase the overall S/N ratio of the sample. However, these methods are not ideal : both have severe limitations and only provide partial information about the CGM.

In this thesis, I report the detection of cold hydrogen gas surrounding 145 low-mass, faint and very distant galaxies emitting Ly α photons (forming 80% of the total galaxy sample used in this work). While historically, Ly α emission was seen simply as a powerful tool for detecting distant galaxies, it is now possible to use it as a tracer of cold CGM gas in the form of Ly α halos. The sample presented here represents the largest collection ever compiled of individually-detected Ly α halos around normal star-forming galaxies, observed in an epoch when the Universe was still forming. This achievement is possible thanks to the unrivaled sensitivity of the Multi-Unit Spectroscopic Explorer (MUSE), a next-generation instrument installed on the Very Large Telescope (VLT). In particular, we need only 100 hours of telescope time to detect the presence of Ly α halos, a significant improvement over previous efforts.

My results confirm the presence of large amounts of cold gas in the immediate vicinity of distant galaxies. While such results have been predicted by theoretical models and numerical simulations, this work provides some of the first direct observational evidence of this fact. Besides being quasi-ubiquitous around galaxies, the observed Ly α halos show a large diversity in physical properties which is particularly remarkable for such a small region of the sky ($9' \times 9'$). Moreover, the 3D galaxy-by-galaxy nature of my analysis allows me to study the direct impact of environment on galaxies, as well as the evolution of the CGM with cosmic time. With such a large sample, I am also able to perform a robust statistical analysis, highlighting the fact that the stellar properties of galaxies are not systematically linked to the Ly α ones. Finally, based on theoretical models, my (spectroscopic) observations indicate the presence of expanding materials inside and/or around the galaxies. However, the presence of galactic inflows are less constrained by the data.

Taken as a whole, the analysis described in this thesis represents important, new information about the CGM properties of the relatively faint galaxies which make up the bulk of the galaxy population in the distant Universe. Therefore, this work should serve as a useful reference point as research into the CGM continues to advance.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Notre Représentation de l’Histoire de l’Univers	2
1.2	Le milieu circum-galactique	5
1.2.1	Motivations	5
1.2.2	Un challenge observationnel	7
1.3	Mécanismes d’émission et de transfert Lyman- α	9
1.3.1	L’émission Ly α	9
1.3.2	Transfert radiatif Ly α	10
1.3.3	Les sources de production/destruction Ly α	12
1.4	Les émetteurs Ly α	14
1.4.1	Motivations	14
1.4.2	Techniques de détection	17
1.4.3	Propriétés des LAEs distants	21
1.5	Les halos Ly α	29
1.5.1	Motivations	29
1.5.2	Observations	29
1.5.3	Les halos Ly α et MUSE	33
1.6	Organisation de la thèse	36
2	Les champs profonds de MUSE	37
2.1	Le projet MUSE	37
2.1.1	Un projet européen	37
2.1.2	L’instrument	39
2.2	Les champs profonds observés par MUSE	41
2.2.1	Le champ Profond de Hubble Sud	41
2.2.2	Le champ Ultra Profond de Hubble	42
2.3	Les données MUSE	47
2.3.1	Réduction de données	47
2.3.2	Estimation de la PSF	49
2.3.3	Détection des sources	50
2.3.4	Construction du catalogue de l’UDF MUSE	52
2.4	Résumé de ce chapitre	55
3	Présentation des halos Lyα vus par MUSE	57
3.1	L’échantillon d’étude	58
3.1.1	Sélection	58
3.1.2	Objets particuliers	59
3.2	Construction des images	60
3.2.1	Image en bande-étroite Ly α extraite du cube MUSE	60
3.2.2	Image de l’émission du continu UV des galaxies "hôtes"	62

3.3	Propriétés Ly α et UV	67
3.3.1	Distribution en redshift	67
3.3.2	Flux/Luminosité Ly α	67
3.3.3	Magnitude UV	68
3.4	Mise en évidence du caractère étendu de l'émission Ly α	68
3.4.1	Appréciation visuelle	68
3.4.2	Profils radiaux de brillance de surface	69
3.5	Diversité des halos Ly α	69
3.5.1	Les différents systèmes de galaxies	69
3.5.2	Les tailles des halos individuels	70
3.5.3	Dé-centrage entre les émissions Ly α /UV	72
3.5.4	Les différents profils spectraux	73
3.6	Résumé de ce chapitre	76
4	Modélisation des halos Lyα	77
4.1	Modèle circulaire 2D à deux composantes	78
4.2	Estimation des erreurs	80
4.3	Robustesse de la méthode – Limites de détection	82
4.3.1	Les simulations	82
4.3.2	Limite en S/B	84
4.3.3	Flux Limites	84
4.3.4	Tailles limites	86
4.4	Résumé de ce chapitre	88
5	Analyse des halos Lyα	91
5.1	Nouvel échantillon d'étude	92
5.2	Détection des halos Ly α	93
5.2.1	Fiabilité de l'ajustement du modèle	93
5.2.2	Test statistique de la présence d'un halo	94
5.3	Propriétés des halos	95
5.3.1	Tailles caractéristiques des halos	95
5.3.2	Flux et Fraction de flux dans le halo	96
5.3.3	Luminosité et Largeur équivalente totales	98
5.4	Lien entre la galaxie hôte et son halo Ly α	100
5.4.1	Propriétés UV des LAEs et tailles des halos	100
5.4.2	Comparaison des tailles	103
5.5	Évolution des halos Ly α	105
5.5.1	Évolution entre $z=3$ et $z=6$	105
5.5.2	Évolution entre $z \sim 0$ et $z > 3$	105
5.6	Lien entre les propriétés spatiales et spectrales de l'émission Ly α	108
5.6.1	Lien entre la forme de la raie Ly α et les propriétés de la galaxie	108
5.6.2	Évolution du profil de raie en fonction de la distance au centre de la galaxie	111
5.6.3	Évolution de la raie Ly α pixel par pixel	114
5.7	Résumé de ce chapitre	115
6	Implications/ Discussion pour l'étude du CGM	119
6.1	Exploration du CGM via les halos Ly α	119
6.1.1	Ubiquité des halos Ly α	119
6.1.2	Comparaison de la taille des halos Ly α avec le rayon du viriel des halos de matière noire	121

6.1.3	Relation entre CGM et galaxies hôtes	122
6.2	Origine(s) des halos Ly α	124
6.2.1	Formation stellaire et diffusion	124
6.2.2	Refroidissement radiatif après accrétion	126
6.2.3	Fluorescence Ly α	129
6.2.4	Galaxies satellites	130
6.2.5	Vers un scénario mixte? – Études à venir	130
6.3	Résumé de ce chapitre	131
7	Conclusion et Perspectives	133
7.1	Conclusions de la thèse	133
7.2	Perspectives	134
7.2.1	Étude morphologique	135
7.2.2	Comparaison avec les simulations	137
A	Types de LAEs dans l'UDF	139
A.1	Les systèmes multiples	139
A.2	Absorbeurs/émetteurs Ly α dans l'UDF	141
B	Effet du temps d'exposition sur la détection des halos Lyα	145
C	Cartes d'évolution de la raie Lyα	149
D	Table des propriétés des LAEs	153
E	Article publié dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	159

Table des figures

1.1	Schéma de l'histoire de l'Univers dans le cadre du modèle du BigBang et du modèle Λ CDM	3
1.2	Carte du CMB obtenue grâce aux données <i>Planck</i> et WMAP	3
1.3	Champ de densité de matière noire à $z \sim 0$ et cartographie des galaxies proches par le relevé SDSS	5
1.4	Simulation d'une galaxie par Shen et al. (2013)	6
1.5	Simulation de gaz d'hydrogène neutre en accréation dans un halo de matière noire.	7
1.6	Illustration de l'observation par absorption du CGM grâce à un quasar lointain	8
1.7	Structure électronique de l'atome d'hydrogène	10
1.8	Prédictions des raies Ly α obtenues selon l'opacité du milieu (statique et sans poussière)	11
1.9	Blobs Ly α répertoriés par Matsuda et al. (2011)	13
1.10	Émission Ly α induite par la présence d'un quasar	13
1.11	Évolution de la fonction de luminosité des LAEs selon Drake et al. (2017)	15
1.12	Évolution de la fraction de LAEs pendant la période de la réionisation	16
1.13	Schéma illustrant l'échappement des photons Ly α dans le cadre d'une réionisation inhomogène	16
1.14	Réponse des filtres utilisés pour la détection d'objets par la technique en bande étroite	18
1.15	Exemples de LAEs candidats détectés par la technique d'imagerie en bande étroite	19
1.16	Exemples de galaxies découvertes par la méthode de "cassure de Lyman"	19
1.17	Détection d'un émetteur Ly α à $z=4.7$ par l'intermédiaire de la technique de spectroscopie multi-objets (VIMOS)	20
1.18	Évolution de la distribution en largeur équivalente EW de l'échantillon de Hashimoto et al. (2017)	21
1.19	Distribution en masse et en age des LAEs de plusieurs études à $z>3$	22
1.20	Métallicité des LAEs par Nakajima et al. (2012)	23
1.21	Paramètre de ionisation en fonction de la métallicité	24
1.22	Évolution du contenu en poussière et de la fraction d'échappement Ly α des LAEs en fonction du redshift.	25
1.23	Profils de raies Ly α détectées dans Hashimoto et al. (2015)	26
1.24	Courbes de transmission de l'IGM	27
1.25	Illustration du modèle de coquille en expansion (MCLya)	28
1.26	Raies Ly α obtenues pour un milieu neutre en effondrement par les modèles de Dijkstra et al. (2006a)	28
1.27	Comparaison de la taille du continu UV des LAEs et LBGs et évolution avec le redshift par Shibuya et al. (2015, 2016)	29

1.28	Exemples de 8 galaxies LARS	30
1.29	Émission Ly α diffuse dans l'image en bande étroite combinée de LAEs par Hayashino et al. (2004)	31
1.30	Émission Ly α diffuse dans des images combinées de LAEs par Momose et al. (2014)	32
1.31	Émission étendue Ly α autour des LBGs de Steidel et al. (2011)	32
1.32	Détections des halos Ly α dans l'HDFS par Wisotzki et al. (2016)	34
2.1	Photographies du VLT et de MUSE installé sur l'UT4 du VLT	38
2.2	Carte des laboratoires du consortium MUSE	39
2.3	Schéma optique de MUSE	40
2.4	Schéma d'un cube MUSE	41
2.5	Le champ de l'HDFS	42
2.6	Construction de l'XDF	43
2.7	Le champ de l'UDF par Rafelski et al. (2015)	44
2.8	Le champ de l'HDFS	45
2.9	Images blanches de l'UDF	46
2.10	Image d'un CCD MUSE	47
2.11	Étapes de réduction de données	49
2.12	FSF des différents champs de l'UDF	50
2.13	Exemple d'un objet détecté par ORIGIN invisible dans les images HST	51
2.14	Magnitude UV des objets de l'udf-10 avec redshift	52
2.15	Interface graphique MARZ	53
2.16	Distribution en redshift spectroscopique des objets détectés dans l'UDF	54
3.1	Exemples de LAEs contaminées	59
3.2	Carte des LAEs dans l'UDF	60
3.3	Carte de S/B des images Ly α	62
3.4	Estimation de la perte de flux engendrée par l'optimisation de l'image Ly α	63
3.5	Étapes de création de l'image du continu UV à partir de l'image HST	64
3.6	Exemples de 7 LAEs (un par ligne) représentatifs de notre échantillon dans le cube de la <i>mosaic</i>	65
3.7	Exemples de 7 LAEs (un par ligne) représentatifs de notre échantillon dans le cube de l' <i>udf-10</i>	66
3.8	Distribution en z , $L_{Ly\alpha}$ et M_{UV}	68
3.9	Systèmes multiples de LAEs	70
3.10	Exemple d'absorbeur Ly α	71
3.11	Histogramme des tailles de halos	71
3.12	Décalage des centres Ly α /UV continu	72
3.13	Caractéristiques des raies simples (ou "rouge") des raies Ly α	74
3.14	Caractéristiques des raies Ly α doubles	75
4.1	Décomposition de l'émission Ly α	79
4.2	Comparaison des profils radiaux construits sur les données et modélisés	80
4.3	Images de bruit MUSE	81
4.4	Exemples de distributions simulées sans bruit	83
4.5	Exemples de distributions simulées avec bruit	83
4.6	S/B limite pour la détection des halos Ly α	85
4.7	Intensité limite des halos détectables	85
4.8	Limite de détection en flux sur les images HST	86
4.9	Taille limite des halos détectables par la procédure d'ajustement du modèle	87

4.10	Taille limite du continu des galaxies détectable par la procédure d'ajustement du modèle	88
5.1	Distribution en z , $F_{\text{Ly}\alpha}$ et M_{UV} de l'échantillon	92
5.2	Luminosité $\text{Ly}\alpha$ tracée en fonction de la probabilité p_0 de l'absence d'un halo (hypothèse H_0)	94
5.3	Distribution des rayons caractéristiques des halos $\text{Ly}\alpha$	95
5.4	Flux en fonction du rayon caractéristique du halo	96
5.5	Distributions en flux des composantes centrale et étendue de l'émission $\text{Ly}\alpha$	97
5.6	Relations entre X_{halo} et $rs_{\text{cont}}/rs_{\text{halo}}/L_{\text{Ly}\alpha}$	97
5.7	Relations entre le rayon caractéristique du halo et (i) la luminosité $\text{Ly}\alpha$ totale et (ii) la largeur équivalente de l'émission $\text{Ly}\alpha$	99
5.8	Relation entre les propriétés du halo $\text{Ly}\alpha$ et la magnitude UV de la galaxie hôte	101
5.9	Relation entre la pente du continu UV β de la galaxie et les propriétés du halo $\text{Ly}\alpha$	103
5.10	Relation entre la taille de la galaxie et celle du halo $\text{Ly}\alpha$	104
5.11	Évolution de la taille et du flux des halos $\text{Ly}\alpha$	106
5.12	Comparaison des rayons Pétrosian des distributions UV et $\text{Ly}\alpha$ à $z \sim 0$ et $z > 3$	107
5.13	Relation entre le profil de la raie $\text{Ly}\alpha$ et la taille du halo	108
5.14	Relation entre la largeur de la raie $\text{Ly}\alpha$ $FWHM_0$, EW_0 et X_{halo}	109
5.15	Relation entre le profil de la raie $\text{Ly}\alpha$ et les propriétés UV de la galaxie hôte	110
5.16	Évolution de la raie $\text{Ly}\alpha$ avec la distance au centre de la galaxie	113
5.17	Relation entre l'évolution de la largeur de la raie et celle de son décalage par rapport à la raie centrale	114
5.18	Cartes d'évolution spatiale de la raie $\text{Ly}\alpha$	117
6.1	Cartes de gaz HI d'une simulation extraite de Faucher-Giguère et al. (2015)	120
6.2	Comparaison entre l'extension spatiale $\text{Ly}\alpha$ et le rayon du viriel des galaxies	121
6.3	Comparaison des SFRs estimé avec $L_{\text{Ly}\alpha}$ et L_{UV}	123
6.4	Relation entre la taille des halos $\text{Ly}\alpha$ et le SFR	124
6.5	Illustrations de 3 scénarios pour l'origine des halos $\text{Ly}\alpha$	126
6.6	Carte d'émissivité et de brillance de surface $\text{Ly}\alpha$ du blob simulé H2 de Rosdahl and Blaizot (2012)	127
6.7	Relation entre les luminosités du halo $\text{Ly}\alpha$ et du continu UV	128
7.1	Cartes de détection de l'émission $\text{Ly}\alpha$ par la méthode des champs de Markov	136
7.2	Carte de la totalité des détections effectuées via la méthode des champs de Markov dans l'UDF	136
7.3	Exemple d'une galaxie simulée avec RAMSES puis post-traitée par le code RASCAS	138
7.4	Évolution du rapport des fractions d'échappement de l'émission UV et $\text{Ly}\alpha$ entre $z=3$ et $z=6$ d'une galaxie simulée.	138
A.1	Systèmes triples de LAEs de l'UDF	139
A.2	Paires de LAEs de l'UDF	140
A.3	Absorbeurs $\text{Ly}\alpha$ de l'UDF	143
B.1	Comparaison des rayons caractéristiques des 15 halos $\text{Ly}\alpha$ mesurés dans le cube de données de l'udf-10 et de la mosaic.	146

B.2	Comparaison des halos Ly α de 3 LAEs détectés dans l'udf-10 et dans la mosaïc.	147
C.1	Cartes d'évolution spatiale de la raie Ly α	152

Liste des tableaux

1.1	Compilation des études des halos $\text{Ly}\alpha$ autour de LAEs/LBGs à grand redshift	35
5.1	Tableau récapitulatif des limites de détection pour l'échantillon de LAEs	93
D.1	Table des propriétés des LAEs de l'UDF définies dans notre analyse	154

1

Introduction

1.1	Notre Représentation de l’Histoire de l’Univers	2
1.2	Le milieu circum-galactique	5
1.2.1	Motivations	5
1.2.2	Un challenge observationnel	7
	Observations par absorption	7
	Observations par émission	8
1.3	Mécanismes d’émission et de transfert Lyman-α	9
1.3.1	L’émission Ly α	9
1.3.2	Transfert radiatif Ly α	10
1.3.3	Les sources de production/destruction Ly α	12
	Production	12
	Destruction	13
1.4	Les émetteurs Lyα	14
1.4.1	Motivations	14
	Étude des galaxies lointaines	14
	Caractérisation de la période de la Réionisation	15
	Étude du CGM	17
1.4.2	Techniques de détection	17
	Photométrie	17
	Spectroscopie	20
1.4.3	Propriétés des LAEs distants	21
	Largeur équivalente Ly α	21
	Age/Masse/SFR	22
	Métallicité et paramètre de ionisation	22
	Présence d’AGN	24
	Contenu en poussière	24
	Profils des raies Ly α	25
	Morphologie	28
1.5	Les halos Lyα	29
1.5.1	Motivations	29
1.5.2	Observations	29
1.5.3	Les halos Ly α et MUSE	33
1.6	Organisation de la thèse	36

La capacité de l'Homme à s'interroger l'a très vite amené à se poser la question de ses origines. C'est en se tournant naturellement vers le ciel, si mystérieux et intrigant, que nous avons commencé, et continuons toujours, à nous interroger sur notre place dans l'Univers et notamment sur le pourquoi et le comment de notre existence. L'astronomie est présente dans la quasi-totalité des cultures et des civilisations, si bien qu'il s'agit d'une des sciences les plus anciennes. Le progrès de nos connaissances dans ce domaine est notamment lié au développement et à l'utilisation d'outils. C'est par exemple grâce à l'invention des lunettes astronomiques que Galilée découvre en 1610 qu'il y a en fait beaucoup plus d'étoiles dans le ciel que celles que nous pouvons voir à l'œil nu. Il s'en suivra de nombreuses années, voire des siècles, de développement technologique mais aussi théorique, avant que nous ne comprenions que toutes ces étoiles évoluent au sein d'une galaxie, la Voie-Lactée (perçant ainsi le mystère de cette "bande blanche" observable le soir de nuits claires) et que l'Univers est en fait constitué d'un grand nombre de galaxies similaires. C'est alors le début de l'astronomie extra-galactique.

1.1 Notre Représentation de l'Histoire de l'Univers

L'astronomie extra-galactique voit ses débuts à la fin des années 20 grâce notamment aux travaux de Edwin Hubble. Dans un premier temps, celui-ci observe plus de 400 galaxies et propose une classification morphologique (Hubble 1926). Puis, en 1929, il met en évidence la relation entre la distance et la vitesse radiale de ces objets (Hubble 1929) qui sera très vite interprétée, grâce à la théorie de la relativité de Albert Einstein, comme la preuve d'un Univers homogène, isotrope et en expansion (Friedmann 1922; Lemaître 1927; Robertson 1929; Walker 1933). D'abord très discuté, le modèle du "Big Bang" est définitivement adopté suite à l'observation du fond diffus cosmologique (voir ci-après) par Penzias and Wilson (1965) qui constitue alors la première preuve concrète de son existence.

L'expansion de l'Univers a une conséquence directe sur les observations. En effet, le fait que toutes les sources s'éloignent les unes des autres engendre un décalage de la longueur d'onde de la radiation émise λ_{em} vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage est directement relié à la distance de la source par un facteur de proportionnalité : la constante de *Hubble*. La longueur d'onde alors observée λ_{obs} s'exprime en fonction de l'indice de décalage spectral vers le "rouge" noté z et appelé "redshift" tout au long de ce manuscrit, tel que :

$$\lambda_{\text{obs}} = (1 + z)\lambda_{\text{em}} \quad (1.1)$$

Dans ce modèle du *Big Bang chaud* illustré sur la figure 1.1, l'Univers est en expansion depuis un état initial de densité et de température infinies et connaît principalement deux épisodes de transition de phase que sont la *recombinaison cosmique* et la *réionisation* au cours de laquelle se forment les premières galaxies.

La recombinaison. Immédiatement après le Big Bang, l'Univers connaît une période d'expansion spatiale exponentielle. À ce moment là, les conditions de pression et de température sont telles que la matière est sous forme d'un plasma dit "primordial" constitué de photons, de protons et d'électrons. Dans cet état, les photons sont constamment diffusés par les électrons libres et ne peuvent donc pas se propager librement. L'Univers est alors opaque au rayonnement et par conséquent inobservable. Il faudra attendre ~ 380000 ans, le temps que l'Univers se refroidisse ($T < 3000\text{K}$) de part son extension, pour que les protons et les électrons puissent se combiner et former les premiers atomes d'hydrogène. C'est la période de la *recombinaison cosmique*. En l'absence de charges libres, les photons peuvent

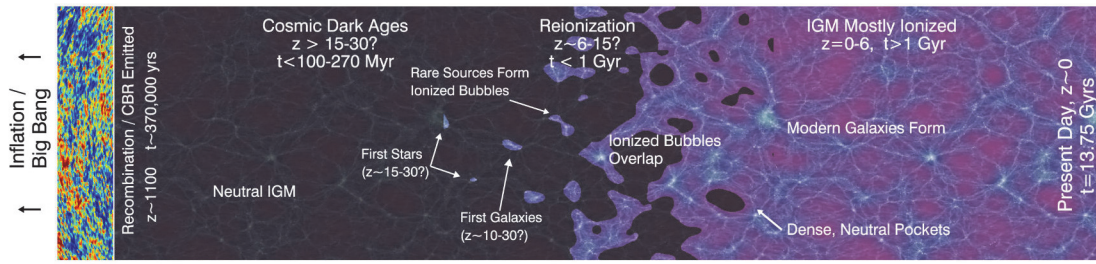


FIGURE 1.1 – Schéma de l'histoire de l'Univers dans le cadre du modèle du Big Bang et du modèle Λ CDM (cf. texte pour une description). Figure 1 de Robertson et al. (2010).

alors voyager librement dans l'Univers et donc être observés. Ce rayonnement primordial aussi appelé fond diffus cosmologique (CMB pour "Cosmic Microwave Background" en anglais ou encore CBR pour "Cosmic Background Radiation" en anglais sur la figure 1.1) est détecté pour la première fois il y a 52 ans par Penzias and Wilson (1965) dans le domaine des micro-ondes (à 2.73K et non 3000K en raison de l'expansion). Depuis, celui-ci a été observé à de nombreuses reprises. La dernière image du CMB a été acquise grâce aux télescopes *Planck* et *WMAP* (Planck Collaboration et al. 2016) et est montrée en figure 1.2. Cette image témoigne bien de l'homogénéité et de l'isotropie de l'Univers. Les faibles fluctuations de température observées sont la signature de fluctuations de densité produites par le Big Bang et sont considérées comme l'origine des structures observées aujourd'hui (voir ci-après). Suite à cette épisode de recombinaison, l'Univers devient neutre et froid. C'est alors le début des "Ages Sombres" ("Cosmic Dark Ages" en anglais et sur la figure 1.1), période pendant laquelle il n'y a pas ou peu de sources lumineuses.

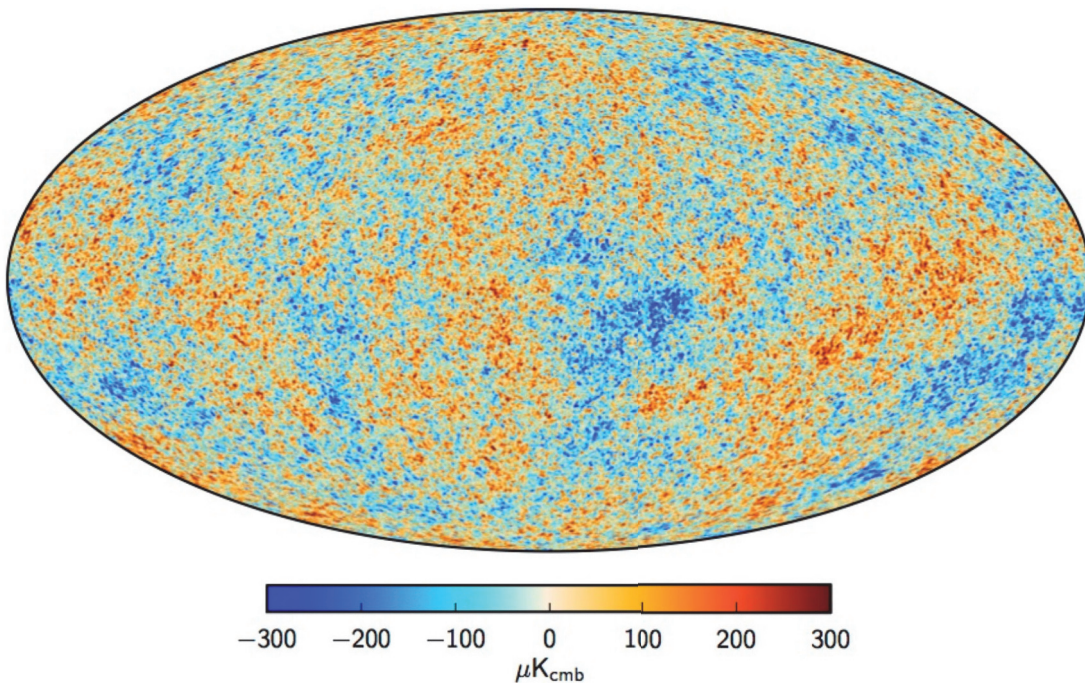


FIGURE 1.2 – Carte du CMB obtenue grâce aux données *Planck* et *WMAP*. Le code couleur indique les fluctuations de température. Figure 9 de Planck Collaboration et al. (2016).

La réionisation. La fin des "Ages Sombre" est marquée par la formation des premières étoiles et galaxies qui, d'après les modèles, se forment à partir de l'effondrement gravitationnel des baryons dans les puits de potentiel de matière noire (Peebles 1974; Blumenthal et al. 1984). Dans le cadre du modèle Λ CDM (pour "Lambda-Cold Dark-Matter" en anglais), l'Univers est constitué de baryons (à $\approx 5\%$ d'après les résultats de la mission *Planck* – Planck Collaboration et al. 2014, 2016) ainsi que d'une composante invisible et non dissipative appelée "matière noire" (DM pour "Dark Matter" – à $\approx 27\%$) et d'énergie noire (à $\approx 68\%$) dont les natures sont encore totalement inconnues aujourd'hui. L'apparition des premières galaxies ($z \sim 10-30$) va ainsi engendrer la réionisation du gaz neutre environnant. C'est la période de la *réionisation cosmique*. Un des enjeux majeurs de la cosmologie actuelle est d'arriver à déterminer quand et comment cette transition a eu lieu. Le scénario actuellement adopté est celui d'une réionisation inhomogène où chaque galaxie ionise son environnement en créant des "bulles ionisées" qui vont alors grandir au fur et à mesure de la formation des galaxies pour finalement se rejoindre et former de plus grandes régions ionisées et ainsi de suite jusqu'à une réionisation totale du milieu (cf. illustration figure 1.1). Dès la fin de cet épisode de réionisation, l'Univers "baigne" dans un fond UV ionisant appelé fond diffus ultra-violet (UVB pour "Ultra-Violet Background"). D'après nos modèles et les contraintes observationnelles actuelles (cf. section 1.4.1), la réionisation de l'Univers a eu lieu quand l'Univers avait moins d'un milliard d'années soit à $z \sim 6-15$.

Formation des galaxies dans le cadre du modèle Λ CDM. Nous savons, suite aux observations du CMB, que l'Univers est convenablement décrit par le modèle Λ CDM. Dans le cadre de ce modèle, l'Univers contient de la matière noire dont la distribution est uniquement régie par la force de gravitation et présente une structure filamentaire (cf. panneau gauche de la figure 1.3), communément appelée "toile cosmique". Ces grandes structures sont constituées de régions très denses, les *noeuds*, qui attirent par gravitation la matière environnante et forment des *halos* de matière noire. Ces halos peuvent ensuite fusionner le long des filaments pour créer des halos de plus en plus massifs. La matière baryonique qui évolue au sein de ces structures est, quant à elle, attirée et piégée par gravitation dans les puits de potentiel de ces halos de matière noire. Le gaz peut alors s'effondrer et se contracter pour former des étoiles et donc des galaxies (Silk 1977; Binney 1977; White and Rees 1978). Les observations de l'Univers lointain, de plus en plus nombreuses grâce au développement d'instruments de plus en plus performants, montrent que les galaxies distantes ont des formes plus irrégulières que celles de l'Univers local (Brinchmann et al. 1998), ce qui pourrait suggérer que les interactions entre galaxies étaient plus fréquentes lorsque l'Univers était plus jeune. Ce résultat a été confirmé par la mise en évidence de l'augmentation du taux de fusion des galaxies (de Ravel et al. 2009) à grand redshift¹. Ainsi, les modèles et les observations semblent être en accord avec un scénario de *formation hiérarchique* des structures et donc des galaxies. De plus, les cartographies des galaxies de l'Univers proche (voir figure 1.3, à droite), en révélant une structure manifestement similaire à celle de la matière noire (à gauche), semblent être en accord avec le modèle Λ CDM.

Les mécanismes de formation et d'évolution des galaxies au sein de ces grandes structures sont cependant toujours mal compris. De ce fait, il est crucial d'étudier les galaxies à plus petites échelles afin de comprendre les processus qui régissent leur formation stellaire. Le milieu circum-galactique apparaît comme le laboratoire idéal puisqu'il constitue l'interface entre la galaxie et les plus grandes structures où s'opèrent les processus en question.

1. Il est toutefois utile de noter que de très récentes études (Ventou et al. 2017) montrent que ce taux a tendance à se stabiliser après $z \sim 3$, voire à diminuer.

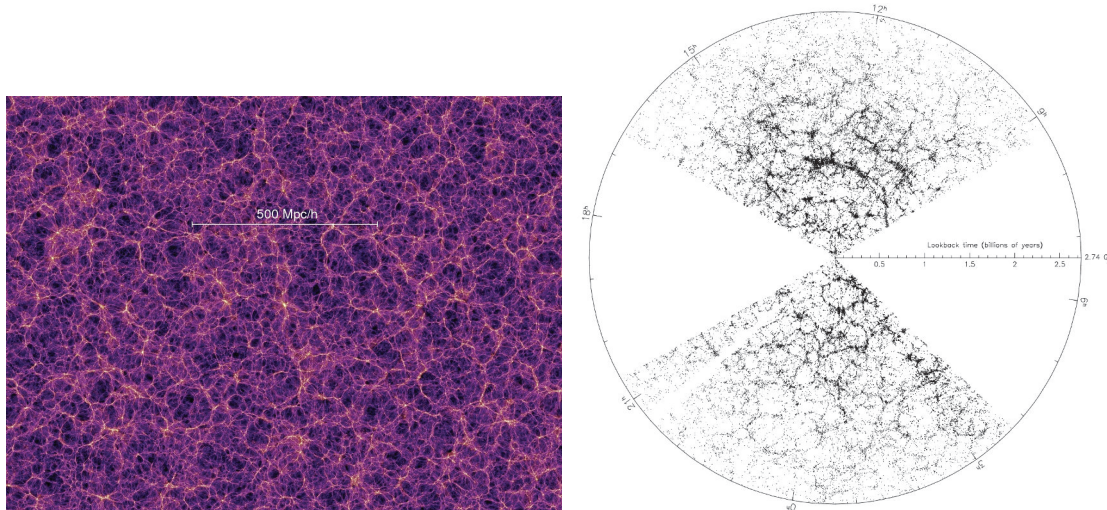


FIGURE 1.3 – À gauche : Champ de densité de matière noire à $z=0$. Crédit : Simulation Millennium. À droite : Distribution spatiale des galaxies cartographiées par le relevé SDSS (Gott et al. 2005).

1.2 Le milieu circum-galactique

1.2.1 Motivations

Les galaxies évoluent donc au sein des grandes structures de la toile cosmique qui constituent ce qui est communément appelé le milieu inter-galactique (IGM pour "Inter-Galactic Medium"). L'IGM constitue un grand réservoir de gaz qui interagit et a donc un impact sur les galaxies. De ce fait, la compréhension des mécanismes physiques régulant la formation et l'évolution des galaxies repose sur l'étude de leur structure interne mais aussi de leur environnement à petite et grande échelle. La nature des échanges gazeux entre les galaxies et leurs environnements ainsi que leurs impacts sur la formation stellaire sont notamment assez mal connus.

Le milieu circum-galactique constitue l'interface entre la galaxie et l'IGM. Il représente ainsi la région privilégiée à étudier pour obtenir des indices sur les interactions entre la galaxie et ses environs. Il n'y a pas de définition explicite du CGM. Alors que Rudie et al. (2012) propose de le définir comme la région entourant la galaxie dans un rayon de 300 kpc^2 et une vitesse de $\pm 300 \text{ km s}^{-1}$, une autre distance fréquemment adoptée comme définition du CGM est le rayon du viriel du halo de matière noire hébergeant la galaxie. Le CGM est un milieu multi-phase, principalement constitué d'une phase "froide" ($T < 10^5 \text{ K}$) et d'une phase "chaude" ($T \sim 10^5 - 10^6 \text{ K}$) témoignant de la présence de plusieurs processus. La physique du CGM est notamment très étudiée par l'intermédiaire de simulations numériques. Une simulation de galaxie réalisée par Shen et al. (2013) est montrée sur la figure 1.4. Cette simulation représente une galaxie à $z \sim 3$, massive et formant activement des étoiles ($18 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Des phénomènes d'éjection et d'accrétion de matière sont alors observables et constituent différentes phases du CGM (différentes températures et métallicités). En effet, le gaz éjecté depuis la galaxie vers l'extérieur est éjecté à de grandes distances (jusqu'à $> 200 \text{ kpc}$ et beaucoup plus loin que le rayon du viriel) et a été préalablement enrichi en métaux. L'accrétion de matière sur la galaxie peut quant à elle correspondre (i) à du gaz enrichi ayant été éjecté et retombant sur la galaxie ou (ii) à du gaz primordial (de très faible métallicité) provenant des filaments de l'IGM et s'effondrant

2. L'unité "kpc" utilisée dans ce manuscrit correspond à des kiloparsecs physiques.

sur la galaxie hôte.

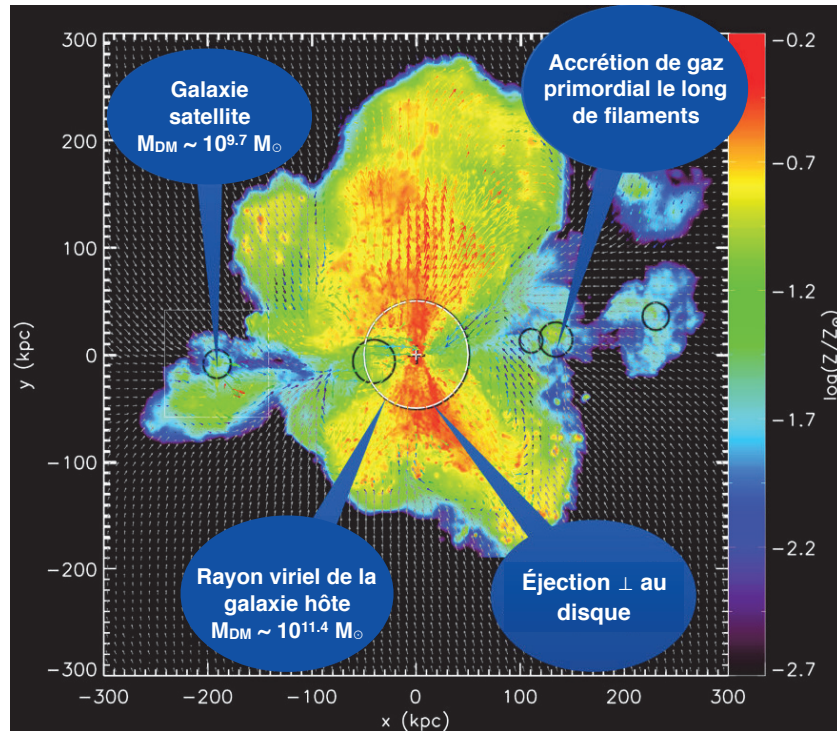


FIGURE 1.4 – Simulation d’une galaxie massive ($M_{\text{DM}} = 10^{11.4} M_{\odot}$) à $z \sim 3$ et formant activement des étoiles ($18 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). Les flèches indiquent le déplacement de la matière et mettent en évidence la présence d’éjection de gaz enrichi en métaux et d’accrétion de gaz moins enrichi voire primordial. Le cercle central correspond au rayon du viriel du halo de matière noire de la galaxie centrale. Image adaptée de Shen et al. (2013) et de la présentation de Piero Madau disponible ici : <http://astro.dur.ac.uk/whatmatters/slides/Session1/P.Madau.pdf>.

Alors que des éjections de matière ont été observées à plusieurs reprises et ce, à différents redshifts (e.g. Bik et al. 2015 à $z \sim 0$, Banerji et al. 2011 à $z \sim 1-2$ ou encore Swinbank et al. 2015 à $z=4.1$), les preuves observationnelles que du gaz primordial (principalement de l’hydrogène froid et non enrichi en métaux) est en accrétion sont rares ou incertaines (e.g. Bouché et al. 2013; Martin et al. 2016). D’après les simulations hydrodynamiques de formation des galaxies (e.g. Kereš et al. 2005; Ocvirk et al. 2008; van de Voort and Schaye 2012), l’accrétion du gaz primordial se fait de manière collimatée (cf. figure 1.5) et par conséquent couvre une petite surface du ciel rendant la détection d’autant plus difficile.

L’étude du CGM et des déplacements de matière peuvent ainsi nous aider à mieux comprendre la régulation de l’alimentation en gaz des galaxies et, par conséquent, la régulation de la formation stellaire. Le fait que les simulations numériques aient actuellement tendance à surestimer la masse stellaire des galaxies montre bien qu’il nous manque des informations majeures sur les processus régissant le rythme de formation d’étoiles dans les galaxies. Le scénario actuel expliquant la régulation de la formation stellaire est celui des *feedbacks* de supernovae ou, dans le cas des galaxies massives ($\log(M_*) < 10$), du trou noir des galaxies actives (AGN pour "Active Galactic Nuclei"), qui en éjectant de grandes quantités de gaz seraient alors capables d’arrêter ou de ralentir fortement la formation d’étoiles. Les différences observées entre les simulations et les observations seraient donc expliquées par le fait que ce paramètre ne soit pas défini de manière correcte. L’observation directe du CGM pourrait alors permettre de contraindre le *feedback* si mal compris

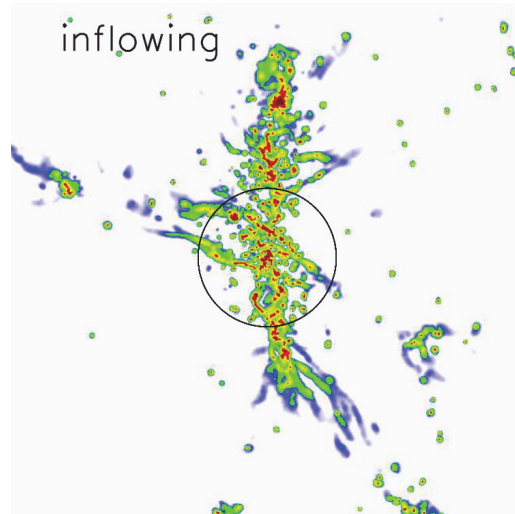


FIGURE 1.5 – Simulation de gaz d’hydrogène neutre en accréation "collimatée" sur la galaxie centrale. Le cercle noir au centre indique le rayon du viriel du halo de matière noire. Figure adaptée de la figure 2 de van de Voort and Schaye (2012)

et pourtant crucial pour notre compréhension de la formation des galaxies.

Ainsi, de nombreuses questions relatives au CGM sont toujours en suspend :

- Quelle est l’origine et de quoi est constitué le CGM ?
- Quelles sont ses propriétés physiques et morphologiques ?
- Quels sont les processus qui le "façonne" à petite et grande échelle ?
- Si elles existent, quelles sont les relations entre le CGM et sa galaxie hôte ?
- Est-ce que le CGM évolue avec le redshift et si oui, de quelle manière ?

Les réponses à ces nombreuses questions nous permettront d’en apprendre davantage sur la formation et l’évolution des galaxies. Ces enjeux ont motivé, et motivent encore, de nombreux projets d’expériences numériques et observationnels. Des techniques de détection ont ainsi été développées afin d’observer ce milieu mystérieux qu’est le voisinage des galaxies.

1.2.2 Un challenge observationnel

Observations par absorption

Différentes stratégies sont employées pour tenter d’observer et de comprendre le milieu circum-galactique. Une méthode d’observation indirecte consiste à utiliser un objet brillant lointain, généralement un quasar, situé sur la ligne de visée d’une galaxie. La lumière très intense émise par le quasar va alors être modifiée par son passage dans le CGM de la galaxie. Les raies d’absorption résultantes observables dans le spectre du quasar constituent l’empreinte du gaz environnant la galaxie. Une illustration est donnée sur la figure 1.6. Les multiples raies d’absorption situées dans les courtes longueurs d’onde représentent la forêt $\text{Ly}\alpha$ et constituent la signature du gaz inter-galactique que la lumière du quasar a rencontré sur son chemin avant de parvenir à l’observateur. L’étude de cette forêt $\text{Ly}\alpha$ nous renseigne directement sur l’état de ionisation de l’Univers puisque qu’elle donne une information sur la densité de colonne de chacun des nuages d’hydrogène croisés. L’analyse de l’empreinte du CGM de la galaxie visible dans le spectre permet alors la caractérisation du gaz environnant la galaxie (densité en gaz neutre, cinématique, métallicité, etc). La mesure de la métallicité des galaxies est particulièrement importante puisqu’elle témoigne directement de son activité de formation stellaire et donc de son évo-

lution. Un certain nombre d'études utilisent ainsi cette technique pour analyser le CGM des galaxies (e.g. Lehner et al. 2013; Quiret et al. 2016). Cependant, les quasars étant des objets assez rares dans l'Univers, cette méthode est limitée et par conséquent ne permet par une étude complète du CGM.

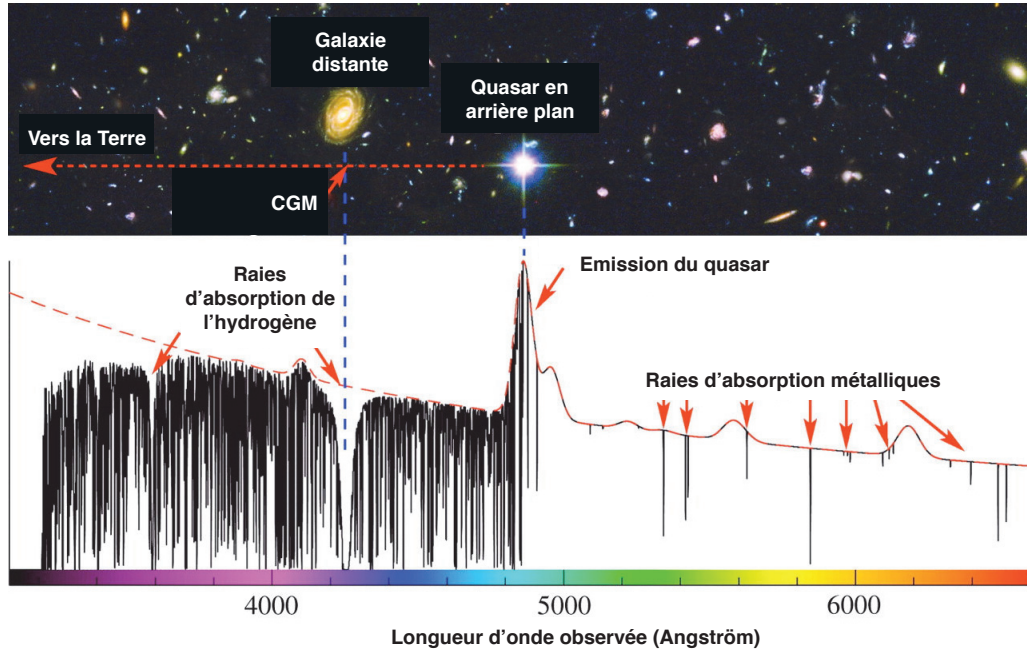


FIGURE 1.6 – Illustration de l’observation par absorption du CGM grâce à un quasar lointain. L’empreinte du CGM dans le spectre du quasar (en bas) permet de mesurer ses propriétés (cinématique du gaz, densité de colonne du gaz neutre, métallicité, etc). Figure adaptée de celle de Michael Murphy.

Observations par émission

Une autre façon d’observer le CGM est de le détecter directement par émission. Cette méthode a alors l’avantage de permettre la cartographie complète du gaz autour de la galaxie : sa cinématique, l’évolution de sa composition en gaz neutre, en métaux ou encore ses échanges de gaz avec l’environnement. La méthode d’observation par absorption ne permet, en effet, pas de distinguer si le gaz est derrière la galaxie (par rapport à l’observateur), entrain d’être accréé ou s’il est devant entrain d’être éjecté de la galaxie. L’étude des raies d’émission apparaît ainsi plus adaptée à l’étude cinématique du CGM.

Des détections de gaz autour de galaxies locales ont été obtenues auparavant. Hayes et al. (2016) ont récemment découvert de l’émission étendue OVI autour d’une galaxie, du gaz neutre a aussi été tracé directement par l’émission HI (Walter et al. 2008), enfin de l’émission étendue Ly α a été détectée autour de plusieurs galaxies (Hayes et al. 2013). Cette dernière émission trace le gaz d’hydrogène froid dans le milieu circum-galactique et apparaît ainsi comme un véritable traceur de la phase "froide" du CGM, principal carburant de la formation stellaire. L’émission Ly α est donc un outil remarquable pour sonder les flux de gaz dans et autour des galaxies, et de ce fait, fournir des contraintes observationnelles pour mieux comprendre les mécanismes qui gouvernent la formation et l’évolution des galaxies. Seule ombre au tableau, la brillance de surface Ly α du CGM est généralement très faible et rend ainsi sa détection en émission extrêmement difficile.

C'est dans ce cadre que s'inscrit ma thèse. De plus amples détails sur la détection du CGM via l'émission Ly α sont donnés dans la section dédiée 1.5. Les sections suivantes présentent l'origine physique de l'émission Ly α (1.3), les propriétés principales des objets émettant un tel rayonnement (1.4.3) puis les résultats actuels de l'étude du CGM via l'émission Ly α .

1.3 Mécanismes d'émission et de transfert Lyman- α

L'atome d'hydrogène représentant plus de 90% des éléments de l'Univers et l'émission Ly α étant la raie de recombinaison la plus intense de l'atome d'hydrogène, elle est émise par la plupart des objets astrophysiques. Bien que la physique de la raie Ly α soit complexe (de part le caractère résonnant des photons), il est nécessaire de bien comprendre à la fois les mécanismes de production et de diffusion des photons Ly α afin d'être en mesure d'interpréter les observations (1.3.1 et 1.3.2). Sa simple détection témoigne en effet de l'existence de gaz d'hydrogène froid dans le milieu mais suppose aussi la présence de certains processus astrophysiques ayant permis sa production (cf. section 1.3.3)³. Les sections suivantes présentent le formalisme théorique de la physique Ly α : son émission et son transfert radiatif.

1.3.1 L'émission Ly α

Un photon Ly α est produit lorsque l'atome d'hydrogène se désexcite depuis son premier niveau électronique au niveau fondamental. Les niveaux électroniques de l'atome d'hydrogène sont en effet quantifiés et correspondent à une certaine énergie E_n s'exprimant :

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (1.2)$$

avec m_e la masse de l'électron, e la charge de l'électron, \hbar la constante de Planck réduite ($\hbar = h/2\pi$ avec h la constante de Planck non-réduite) et n l'état d'excitation ($n=1$ correspondant au niveau fondamental puis $n=2$ au premier niveau excité, etc). Ainsi, pour exciter l'atome dans un état initial i à un état final f l'énergie à fournir s'exprime :

$$E_f - E_i = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (1.3)$$

avec ν la fréquence de la radiation, λ la longueur d'onde et c la célérité de la lumière dans le vide.

Ainsi plusieurs "séries de transitions" sont identifiées (cf. panneau gauche de la figure 1.7) : celle de *Lyman* représente la désexcitation d'un état excité au niveau fondamental ($n=1$), la série de *Balmer* représente les désexcitations jusqu'au premier niveau d'excitation ($n=2$), puis la série de *Paschen* pour celles du niveau $n=3$, *Bracket* $n=4$, etc.

La transition à l'origine de l'émission d'un photon Ly α est $n=2 \rightarrow 1$, l'énergie libérée est alors de 10.2 eV ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 1215.67 \text{ \AA}$. Notons de plus que chaque niveau énergétique peut être composé de plusieurs sous-niveaux (dégénérescence) décrits par un nombre quantique orbital ($l = 0, 1, \dots, n - 1$ associé aux lettres S pour $l = 0$, P pour $l = 1$, D pour $l = 2$, etc) et par le spin de l'électron ($s = \pm 1/2$) représentant le moment cinétique $j = l \pm 1/2$. Le panneau droit de la figure 1.7 montre

3. L'émission H α est aussi très présente dans l'Univers. Celle-ci a l'avantage de ne pas être résonnante et donc d'être plus simple à interpréter. Elle est cependant plus difficile à observer à grand redshift puisqu'elle bascule dans le domaine de l'infrarouge à partir de $z \sim 0.5$

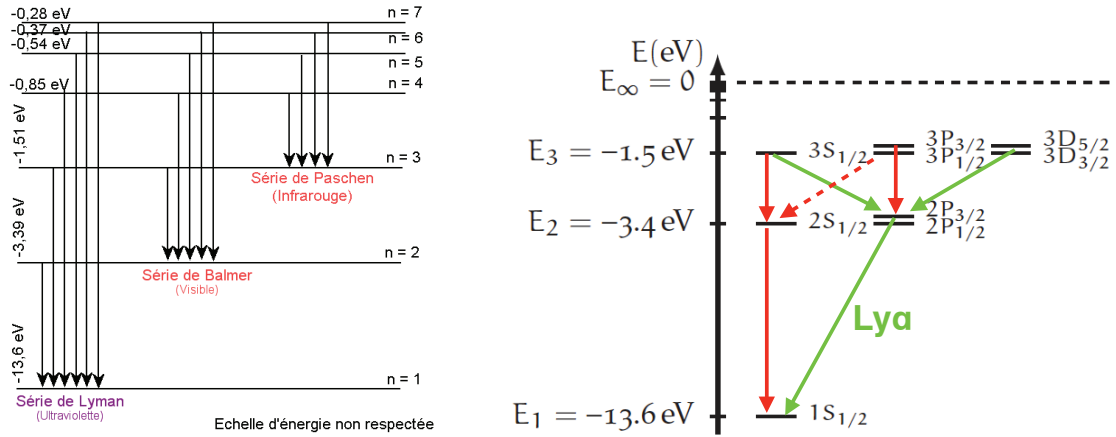


FIGURE 1.7 – Structure électronique de l’atome d’hydrogène. À gauche : Différentes séries de transitions de l’atome d’hydrogène. Crédit : <http://e.m.c.2.free.fr/niveaux-energie-hydrogene-emission-absorption.htm>. À droite : Transitions permettant (flèches vertes) et ne permettant pas (flèche tiretée rouge) l’émission de photons $\text{Ly}\alpha$. Les flèches rouges représentent les transitions interdites par la règle de sélection quantique $\Delta l = \pm 1$. Schéma adapté de la figure 3.1 de la thèse de doctorat de Maxime Trebitsch.

la structure des premières couches et sous-couches (nLj) électroniques de l’atome d’hydrogène⁴. Les transitions électroniques sont régies par des règles quantiques dont l’une impose $\Delta l = \pm 1$ interdisant alors la transition $2S \rightarrow 1S$. La production d’un photon $\text{Ly}\alpha$ se fait par conséquent uniquement par la transition $2P \rightarrow 1S$.

Cette transition $2P \rightarrow 1S$ se produit spontanément et quasi-instantanément. La durée de vie maximale de l’état $2P$ est en effet très courte : $\Delta t \sim 1.6 \times 10^{-9}$ s (soit un taux d’émission de $1/\Delta t \sim \Gamma \simeq 6.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$). Le principe d’incertitude d’Heisenberg ($\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar$) implique une incertitude sur la mesure de l’énergie et par conséquent sur la fréquence de la radiation émise. De ce fait, la fréquence à laquelle est émise un photon $\text{Ly}\alpha$ ne prend pas une valeur précise mais suit une distribution décrite par une fonction Lorentzienne (Mihalas 1978) :

$$\Phi_L(\nu) = \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha})^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (1.4)$$

avec $\nu_{\text{Ly}\alpha} \sim E_{n=2 \rightarrow 1}/h \simeq 2.466 \times 10^{15}$ Hz la fréquence de l’émission $\text{Ly}\alpha$. La raie $\text{Ly}\alpha$ résultante apparaît ainsi naturellement élargie. Cet élargissement en fréquence s’exprime $\Delta\nu_L = \Gamma/2\pi$ et vaut approximativement 9.936×10^7 Hz.

1.3.2 Transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$

Un nuage de gaz d’hydrogène neutre constitue un milieu opaque pour un photon $\text{Ly}\alpha$. Celui-ci ne va, en effet, pas le traverser directement mais va "rebondir" (en étant sans cesse absorbé puis réémis) et donc se diffuser sur les atomes⁵. Cette propriété *résonnante* de l’émission $\text{Ly}\alpha$ lui permet donc de se propager dans le gaz neutre. Ces nombreuses diffusions ne sont pas sans effets sur la raie $\text{Ly}\alpha$. Elles engendrent en effet un élargissement

4. Le calcul détaillé de la structure électronique de l’atome de l’hydrogène est réalisé dans Cohen-Tannoudji et al.. Les schémas de la figure 1.7 ne montrent pas non plus les structures hyperfines des sous-couches.

5. Le temps de vie d’un atome dans l’état $2P$ étant très court, les désexcitations se font quasiment instantanément.

en fréquence par effet Doppler en raison des vitesses relatives des particules. Le déplacement en fréquence des photons diffusés facilite leur échappement du nuage HI étant donné que leurs fréquences s'éloignent de celle du centre de la raie (i.e. $\nu_{\text{Ly}\alpha} \neq \nu_{\text{Ly}\alpha,0}$). Cela a alors pour effet de diminuer leur probabilité de se faire absorber par le prochain atome d'hydrogène rencontré (cf. description physique détaillée dans Verhamme et al. 2006 ou Dijkstra 2014). Les raies Ly α résultantes du passage dans un nuage d'hydrogène neutre dépendent aussi de l'opacité de ce nuage. Celle-ci est définie comme le nombre de parcours moyen que doit effectuer un photon pour s'échapper du nuage de gaz et dépend donc de la densité de colonne du milieu.

De nombreux modèles théoriques ont été développés pour décrire le transfert radiatif Ly α (e.g. Neufeld 1990; Dijkstra et al. 2006a; Verhamme et al. 2006). Des exemples de prédictions pour différentes valeurs d'opacité τ_0 d'un milieu statique sont donnés sur la figure 1.8. Ainsi, les raies émergentes montrent toutes deux pics d'intensités similaires. Tous les photons dont la fréquence est proche de celle du centre de la raie Ly α ($\nu_{\text{Ly}\alpha,0}$) n'ont en effet pas réussi à s'échapper du nuage d'hydrogène neutre. De plus, l'opacité du milieu semble avoir un net impact sur les raies émergentes, à première vue sur leur intensité, mais aussi sur leur étalement en fréquence. Ce dernier résultat traduit le fait que plus le milieu est dense, plus l'atome devra subir d'épisodes de diffusion dans le gaz pour pouvoir s'en extraire et avoir une chance de parvenir à l'observateur⁶.

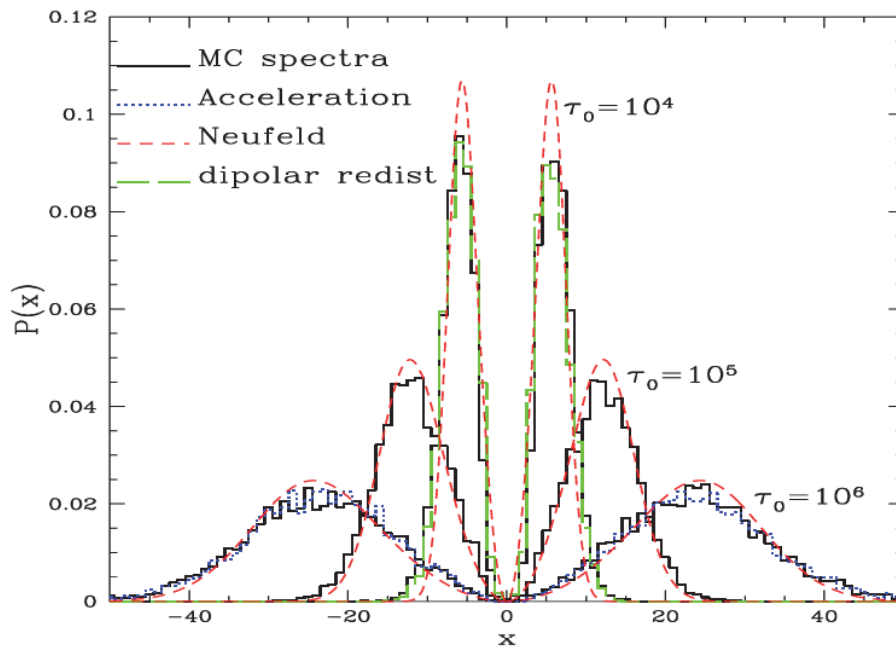


FIGURE 1.8 – Prédiction des raies Ly α obtenues selon l'opacité τ du milieu (statique et sans poussière) obtenues par le code de transfert radiatif MCLy α (en noir) et par la solution analytique de Neufeld (Neufeld 1990) (rouge). x représente le décalage en fréquence par rapport au centre de la raie. Figure 1 de Verhamme et al. (2006).

Notons qu'il n'existe de solution analytique pour le transfert Ly α que pour certains cas simples (milieu homogène, statique, etc). Des simulations numériques post-traitées en transfert radiatif Ly α sont nécessaires pour l'étude des cas plus réalistes et donc plus complexes (milieu inhomogène, anisotrope, non statique, etc). Cela rend compte de la complexité du processus de transfert de cette raie.

6. Le photon peut aussi être rediffusé en dehors de la ligne de visée et donc ne jamais parvenir à l'observateur.

D'autres facteurs peuvent aussi entrer en jeu pour expliquer l'apparence des raies Ly α observées (cinématiques du gaz, présence de poussière dans le milieu interstellaire, etc). Ceux-ci sont décrits dans la section 1.4.3.

1.3.3 Les sources de production/destruction Ly α

Comme vu précédemment, les photons Ly α sont produits par désexcitation d'atomes d'hydrogène. Nous répertorions ici les différentes sources/mécanismes astrophysiques connues de production et de destruction de l'émission Ly α .

Production

Une première source de production de photons ionisants est la formation stellaire et plus précisément les étoiles massives de type O et B. Ces étoiles situées dans les régions de formation stellaire du milieu interstellaire (ISM pour "InterStellar Medium" en anglais) ont une courte durée de vie mais sont connues pour émettre des radiations ionisantes intenses (Bruzual and Charlot 2003) capables de ioniser leur environnement sur de grandes distances. La ionisation de l'hydrogène ($\lambda < 912\text{\AA}$) environnant produit ainsi de l'émission Ly α . Ces régions ionisées sont communément appelées "régions HII". Les régions HII se recombinent sur des petites échelles de temps par cascades radiatives, qui dans 50 à 70% des cas donnent lieu à l'émission d'un photon Ly α (dans le cas B de recombinaison, Osterbrock 1989).

Les quasars et les galaxies actives produisent, de la même manière que les étoiles jeunes et massives, des photons ionisants en grande quantité et à très grandes distances. Dans ce cas, les photons ionisants proviennent, non pas des étoiles mais, de l'accrétion du gaz et de la poussière sur le trou noir central. De tels objets photo-ionisent l'hydrogène de leur propre galaxie mais aussi celui de leur environnement lointain qui émet alors des photons Ly α par recombinaison. Ce phénomène est appelée "fluorescence Ly α ". De grandes régions étendues émettant en Ly α , appelées "blobs" Ly α peuvent alors être observés. Des exemples de blobs à $z \sim 3$ répertoriés dans Matsuda et al. (2011) sont montrés sur la figure 1.9 (voir aussi la figure 1 de Borisova et al. 2016). Tous sont localisés (ou soupçonnés d'être localisé) à proximité ou autour d'un quasar ou d'un AGN. Un autre exemple de "blob" Ly α autour d'un quasar, observé très récemment (North et al. 2017) avec le spectrographe 3D MUSE (pour "Multi Unit Spectrograph Explorer", Bacon et al. 2010), est montré sur la figure 1.10. Le quasar "illumine" ainsi le gaz neutre environnant et ce jusqu'à une distance de 100 kpc. Nous comprenons alors pourquoi ces objets sont la cible de nombreuses observations pour analyser, entre autre, les propriétés du gaz intergalactique (e.g. Cantalupo et al. 2014; Borisova et al. 2016). Les quasars sont cependant des objets assez rares et représentent une très faible minorité des émetteurs Ly α observés (cf. section 1.4.3).

Les nuages d'hydrogène présents dans l'Univers⁷ peuvent aussi être photo-ionisés par le fond diffus UV (UVB). Certains de ces nuages de gaz froid seraient si denses ($N_{HI} > 10^{17.2}$) que seule leur surface serait ionisée, leur cœur restant neutre. Les modèles théoriques (Cantalupo et al. 2005; Kollmeier et al. 2010) prédisent cependant une brillance de surface Ly α résultante de l'ordre de 10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$, autrement dit très faible et donc difficilement observable en émission.

Enfin, les photons Ly α pourraient être produits par excitation collisionnelle lors de l'effondrement du gaz primordial des filaments dans les puits de potentiel des halos de matière noire (Haiman and Rees 2001; Fardal et al. 2001; Furlanetto et al. 2005). Lors de

⁷. mis en évidence dans les spectres d'absorption de quasars à de nombreuses reprises et pour la première fois par Sargent et al. (1980).

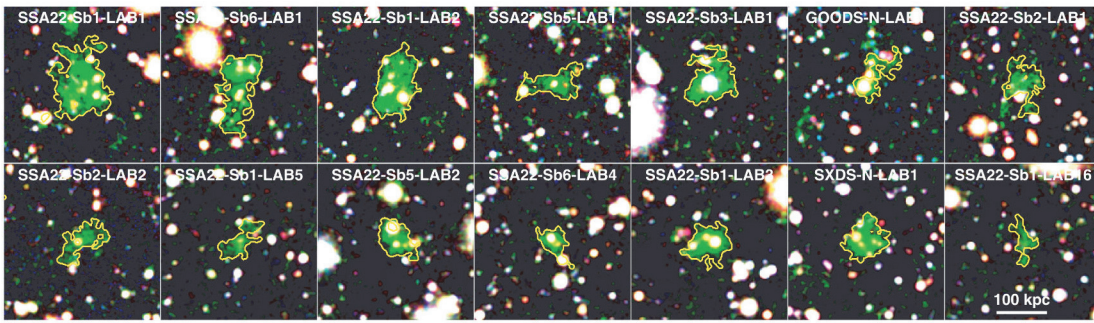


FIGURE 1.9 – Blobs Ly α à $z \sim 3$ répertoriés par Matsuda et al. (2011). La taille des images est de $40'' \times 40''$ et les contours jaunes indiquent une brillance de surface de $1.4 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$. Figure 2 de Matsuda et al. (2011).

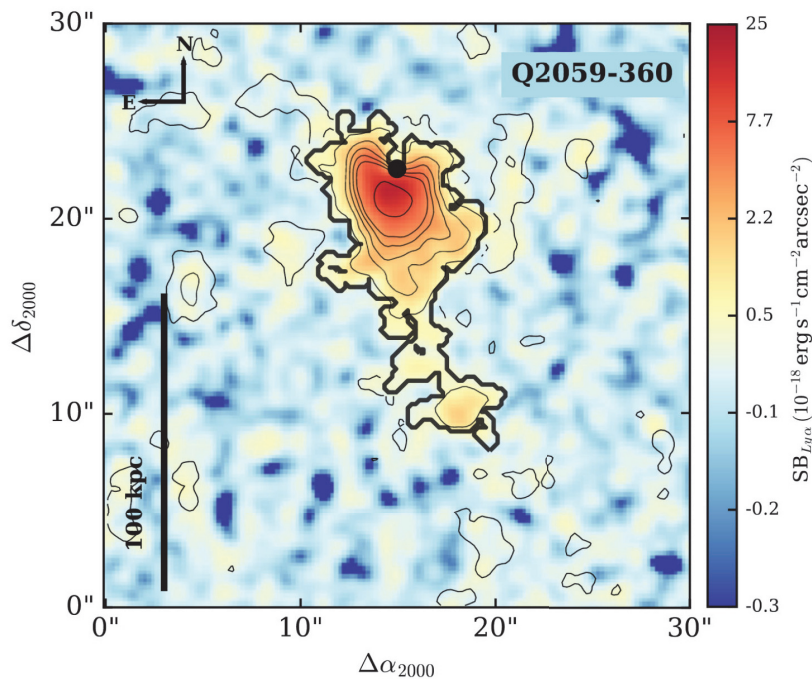


FIGURE 1.10 – Émission Ly α induite par la présence d'un quasar (point noir). Figure 10 de North et al. (2017).

sa "chute" le gaz primordial contenu dans les filaments va devenir de plus en plus dense engendrant alors des chocs plus intenses et donc de plus en plus de collisions. Fardal et al. (2001) indique que ce mécanisme peut produire de très fortes luminosités Ly α ($>10^{41} \text{ erg s}^{-1}$). Ce mécanisme est cependant encore mal compris (cf. Dijkstra 2014 pour une revue).

Destruction

Bien que assez facilement produits, les photons Ly α peuvent aussi être détruits facilement. La cause principale de disparition des photons Ly α est leur absorption par la poussière (Auer 1968; Hartmann et al. 1988). L'impact de la poussière interstellaire sur la fonction d'échappement des photons Ly α est cependant difficilement quantifiable. Un photon Ly α peut aussi être détruit si l'atome qui vient de l'absorber entre en collision avec un proton ou un électron libre ne permettant pas sa réémission (cf. Tasitsiomi 2006 pour une étude détaillée de l'impact des collisions sur le transfert radiatif de l'émission

$\text{Ly}\alpha$). Enfin, les atomes de deutérium (Dijkstra et al. 2006a) ou les molécules H_2 (Neufeld 1990) présents dans l'ISM peuvent aussi absorber et donc détruire les photons $\text{Ly}\alpha$.

Les impacts de ces processus, principalement celui de l'absorption par la poussière, sur les profils spectraux des raies $\text{Ly}\alpha$ sont exposés dans la section 1.4.3.

1.4 Les émetteurs $\text{Ly}\alpha$

Après avoir présenté la physique et les différentes sources de l'émission $\text{Ly}\alpha$, nous nous intéressons ici aux propriétés des galaxies détectées grâce à leur raie $\text{Ly}\alpha$ que nous appellerons "émetteurs $\text{Ly}\alpha$ " (LAEs pour "Lyman Alpha Emitters" en anglais).

1.4.1 Motivations

Étude des galaxies lointaines

L'émission $\text{Ly}\alpha$ et UV sont des traceurs de la formation stellaire (cf. section 1.4.2, Garel et al. 2015). De ce fait, la majorité⁸ des objets émettant de l'émission $\text{Ly}\alpha$ sont des galaxies qui forment des étoiles. Ce sont Partridge and Peebles (1967) qui suggèrent en premier que l'émission $\text{Ly}\alpha$ de galaxies jeunes et lointaines ($z \sim 10-30$) est intense ($\sim 10^{46}$ erg/s) et que ces objets devraient par conséquent être détectables facilement. Malgré une recherche active, il s'en suit 3 décennies sans qu'aucune détection ne soit obtenue (Djorgovski et al. 1992; Thompson and Djorgovski 1995). Il faudra attendre l'arrivée des télescopes de 8 à 10 mètres de diamètre et la réalisation de grands relevés profonds pour valider la détection de tels objets ($\sim 10^{42}$ erg/s finalement – Cowie and Hu 1998). De plus en plus de LAEs sont ensuite détectés et ce, à différents redshifts, par exemple : Guaita et al. (2010) à $z=2.1$, Wang et al. (2009) à $z=4.5$, Ouchi et al. (2010) à $z=6.6$, Stark et al. (2017) à $z=7.7$. Ainsi, plus de 10000 LAEs entre $z\sim 3$ et $z\sim 7$ ont été découverts à ce jour.

Il est alors possible d'étudier leurs propriétés de manière statistique et de caractériser cette population d'objets. De nombreuses études portent notamment sur l'évolution de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ des LAEs (Ouchi et al. 2008; Clément et al. 2012; Konno et al. 2014, 2016). Celle-ci permet de caractériser leur évolution mais aussi celle du milieu intergalactique étant donné que l'émission $\text{Ly}\alpha$ est sensible au gaz neutre le composant (cf. section 1.3). Cette fonction est généralement décrite par une fonction de Schechter (Schechter 1976) à trois paramètres que sont la luminosité caractéristique L^* , la densité caractéristique Φ^* et la pente aux faibles luminosités α . La figure 1.11 montre l'évolution des fonctions de luminosité pour différents intervalles de redshift, construites à partir du nouveau relevé MUSE de l'UDF présenté tout au long de ce manuscrit (Drake et al. 2017). Ces fonctions de luminosité montrent tout d'abord que, indépendamment du redshift, les objets peu lumineux sont beaucoup plus abondants que les objets très brillants. De plus, la pente α semble être de plus en plus raide avec le redshift signifiant qu'il y a de plus en plus de LAEs peu lumineux à grand redshift. Ce résultat est a priori attendu étant donné que l'IGM est supposé de plus en plus neutre et donc opaque à l'émission $\text{Ly}\alpha$ avec le redshift. Cette évolution est cependant assez incertaine au vu des grandes incertitudes sur les paramètres de la fonction ajustée (panneau du haut). D'autres propriétés de ces galaxies lointaines sont présentées dans la section 1.4.3.

Ainsi, l'émission $\text{Ly}\alpha$ devient alors l'outil de référence pour l'explorer l'univers à grand redshift. Il s'agit en général de la seule raie observable des galaxies lointaines et peu lumineuses qui constituent la grande majorité de la population des galaxies de l'Univers.

8. Les AGNs et les quasars produisent en effet de l'émission $\text{Ly}\alpha$ qui n'est pas associée à la formation stellaire (cf. 1.3.3).

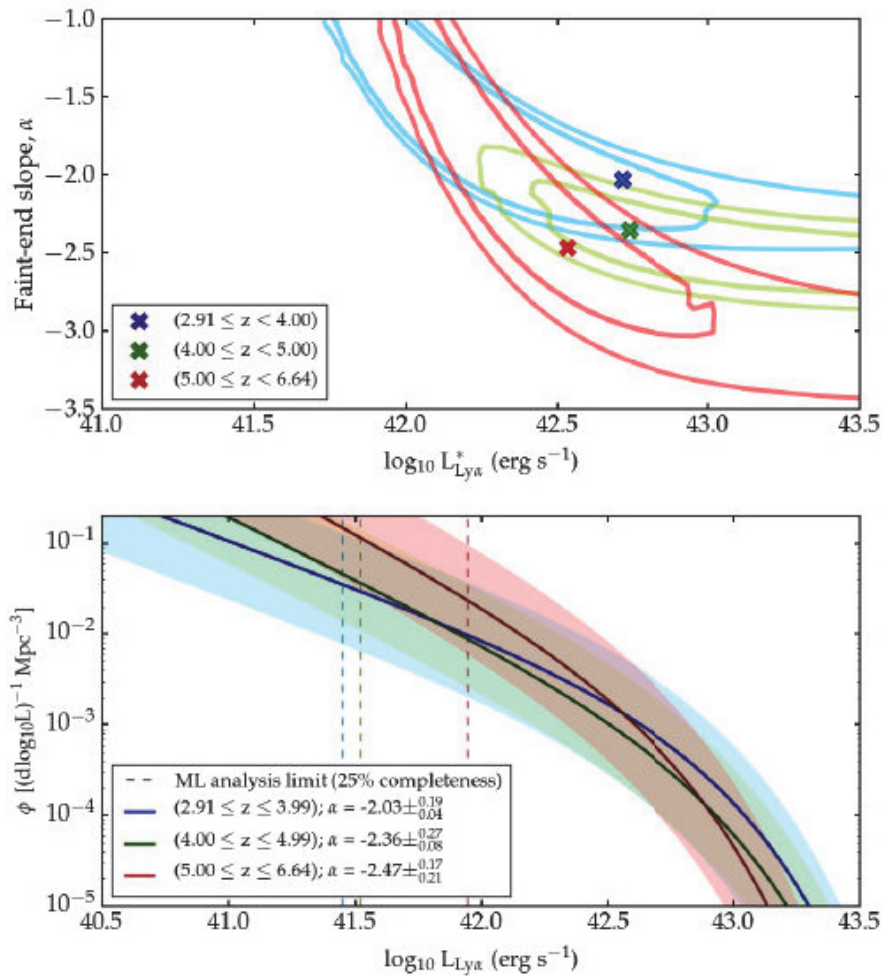


FIGURE 1.11 – Évolution de la fonction de luminosité des LAEs de l’UDF détectés par MUSE. *En haut* : Erreur à 1 et 2σ sur les paramètres α - L^* . *En bas* : fonction de Schechter ajustée sur les données pour différents redshift. Figure 8 de Drake et al. (2017).

Caractérisation de la période de la Réionisation

La réionisation, comme son nom l’indique, correspond à la période durant laquelle le gaz intergalactique passe d’un état neutre à celui de *totalemment* ionisé (voir section 1.1). D’après nos modèles théoriques et de nombreuses simulations numériques (e.g. Furlanetto et al. 2004; McQuinn et al. 2007), la réionisation de l’Univers n’a pas été homogène. Le schéma adopté est plutôt celui d’une réionisation progressive et inhomogène au sein de "bulles" ionisées grandissantes centrées sur des régions denses de l’Univers et séparées les unes des autres par du gaz neutre (cf. section 1.1 et figure 1.1). Ce gaz neutre constitue alors un milieu opaque aux photons $Ly\alpha$ produits par les objets existants. L’observation des émetteurs $Ly\alpha$ à ces époques permet alors de contraindre temporellement cette période de réionisation de l’Univers. Un Univers complètement neutre devrait en effet se traduire par l’absence de détection d’émetteurs $Ly\alpha$. Une diminution rapide de la fraction de LAEs détectés a bien été mise en évidence autour de $z\sim 6$. Tilvi et al. (2014) a réuni les détections de LAEs de nombreuses études et les a réunies sur le graphique montré dans la figure 1.12. Le fait que l’évolution de la fraction de LAEs se fasse relativement progressivement suggère que la réionisation ne s’est peut-être pas déroulée de manière homogène auquel cas nous pouvons penser que nous observerions une disparition quasi-immédiate des LAEs.

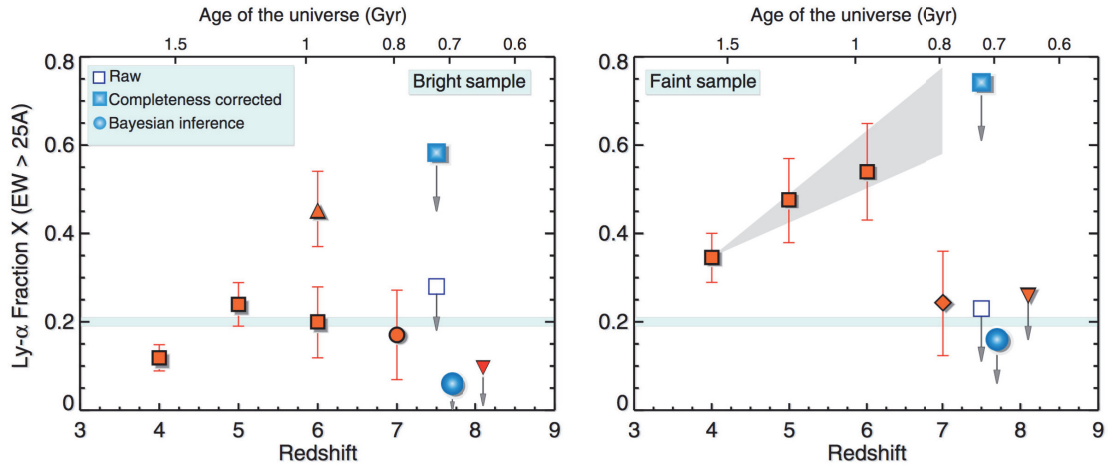


FIGURE 1.12 – Évolution de la fraction de LAEs pendant la période de la réionisation. Le panneau de droite montre les LAEs peu lumineux ($M_{UV} > -20.25$) et celui de gauche les LAEs lumineux ($M_{UV} < -20.25$). Figure 3 de Tilvi et al. (2014).

Dans le cadre d'une réionisation inhomogène, l'observation de galaxies à cette époque et malgré la forte présence d'hydrogène neutre peut être expliquée de deux façons. (i) Les photons $\text{Ly}\alpha$ produits dans des "bulles" ionisées suffisamment grandes peuvent se propager et donc se décaler suffisamment en fréquence pour ne pas être absorbés dans le gaz neutre. Les photons $\text{Ly}\alpha$ des galaxies qui ne sont pas situées dans ces bulles géantes ionisées sont diffusés dans le gaz neutre à de nombreuses reprises et leur probabilité de détection est beaucoup plus faible ; leur émission apparaît en effet très diffuse et peu lumineuse (Jeeson-Daniel et al. 2012). La figure 1.13 illustre ces phénomènes. (ii) La raie $\text{Ly}\alpha$ est décalée en longueurs d'onde "en interne" via les vents stellaires.

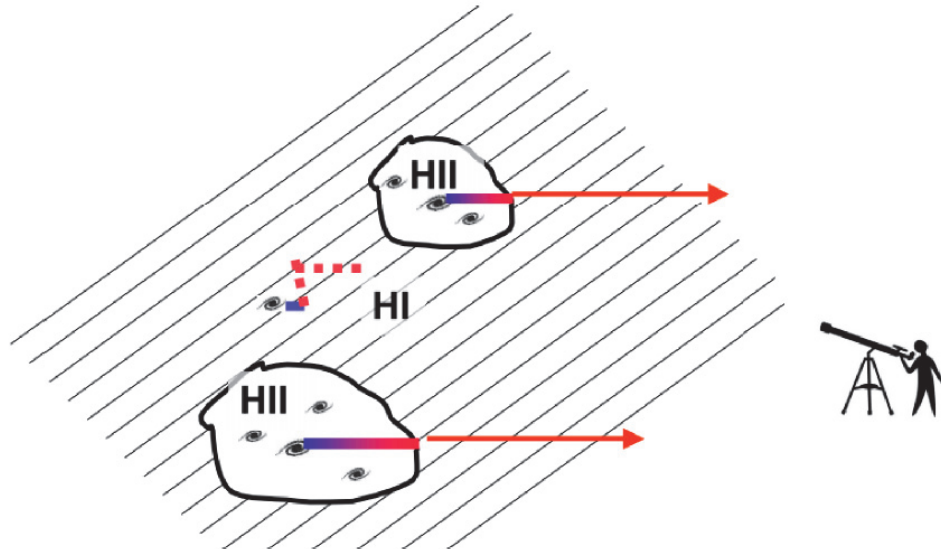


FIGURE 1.13 – Schéma illustrant l'échappement des photons $\text{Ly}\alpha$ dans le cadre d'une réionisation inhomogène. Les photons créés dans les bulles ionisées HII se propagent et s'éloignent par conséquent de la fréquence de résonance $\text{Ly}\alpha$, ce qui leur permet de ne pas être absorbés dans l'IGM neutre contrairement aux objets situés en dehors des régions ionisées. Figure 15 de Dijkstra (2014).

Ainsi, les émetteurs $Ly\alpha$ nous donnent des indices précieux sur la période de réionisation de l'Univers. Nos connaissances reposent en grande partie sur les modèles théoriques, eux-mêmes paramétrés sur les propriétés des LAEs connues ou supposées. Il apparaît ainsi indispensable de mieux connaître et caractériser cette famille d'objets.

Étude du CGM

La propriété résonnante de la raie $Ly\alpha$ et donc sa capacité à se propager et à illuminer le gaz d'hydrogène est particulièrement intéressante dans le cadre de l'étude du milieu circumgalactique (cf. section 1.2). L'émission $Ly\alpha$ permet en effet d'observer et de cartographier le CGM de manière directe et peut nous renseigner sur les déplacements et échanges de gaz et d'énergie ayant lieu dans le CGM entre la galaxie hôte et son environnement. Ces précieuses informations permettent, entre autre, de mieux contraindre les modèles des mécanismes qui régissent la formation et l'évolution des galaxies.

1.4.2 Techniques de détection

Il y a deux principales familles de techniques employées pour détecter les objets émettant en $Ly\alpha$: les techniques photométriques et les techniques spectroscopiques.

Photométrie

Une technique très employée et efficace pour détecter des LAEs consiste à imager des grands champs avec des caméras sur lesquelles sont installés des filtres à bande étroite ($\sim 100-150\text{\AA}$) et de les comparer à des observations en bandes plus larges. La position et la fenêtre spectrale du filtre en bande étroite sont choisies en fonction du redshift auquel les LAEs seront recherchés. Si la raie d'émission d'un objet du champ se situe dans la fenêtre spectrale du filtre en bande étroite alors celle-ci sera détectée en excès par rapport à l'image de la bande large. L'émission est alors détectée avec un bon rapport signal sur bruit et sans raie du ciel (cf. exemple de sélection de filtres en bande étroite et emplacement des raies du ciel sur la figure 1.14). Une fois les observations à travers ces filtres réalisées, des critères de sélection sont choisis afin de construire un premier échantillon de LAEs candidats. Ouchi et al. (2008) ont par exemple choisi les critères suivants à $z = 3.1$ (cf. figure 1.14 pour les noms et propriétés de chaque filtre) :

$$V - \text{NB503} > 1.2 \text{ et } [(V < V_{2\sigma} \text{ and } B - V > 0.5) \text{ ou } (V \geq V_{2\sigma} \text{ and } B - V_{2\sigma} > 0.5)]$$

où $V_{2\sigma}$ est la magnitude limite à 2σ de la bande V . Des critères similaires sont fixés pour les autres redshifts. Ouchi et al. (2008) ont ainsi détecté plus de 850 LAEs candidats avec cette technique. Les LAEs sont seulement "candidats" car cette méthode ne garantit pas la nature de l'émission. Il peut en effet s'agir d'une autre raie d'émission à un autre redshift. De ce fait, un suivi spectroscopique est ensuite nécessaire pour déterminer le redshift de l'objet ainsi détecté. Cette méthode a l'inconvénient de fournir des échantillons couvrant de petites fenêtres de redshift et pouvant être facilement contaminés par des objets de redshift différent. Des exemples de détection avec vérification spectroscopique sont montrés sur la figure 1.15. Plusieurs milliers de LAEs ont ainsi été détectés à des redshifts différents grâce à cette technique (e.g. Malhotra and Rhoads 2002; Ouchi et al. 2003, 2008, 2010).

Une autre technique consiste à sélectionner les émetteurs $Ly\alpha$ candidats via leur continu UV. Celui-ci a en effet la particularité d'être fortement atténué à $\lambda < 912\text{\AA}$ (dans le plan de la source) étant donné que les photons ayant une énergie supérieure sont fortement absorbés par les atomes d'hydrogène des régions HII. Une "cassure" dans le spectre est alors observable. En repérant cette cassure, il est alors possible de remonter au redshift

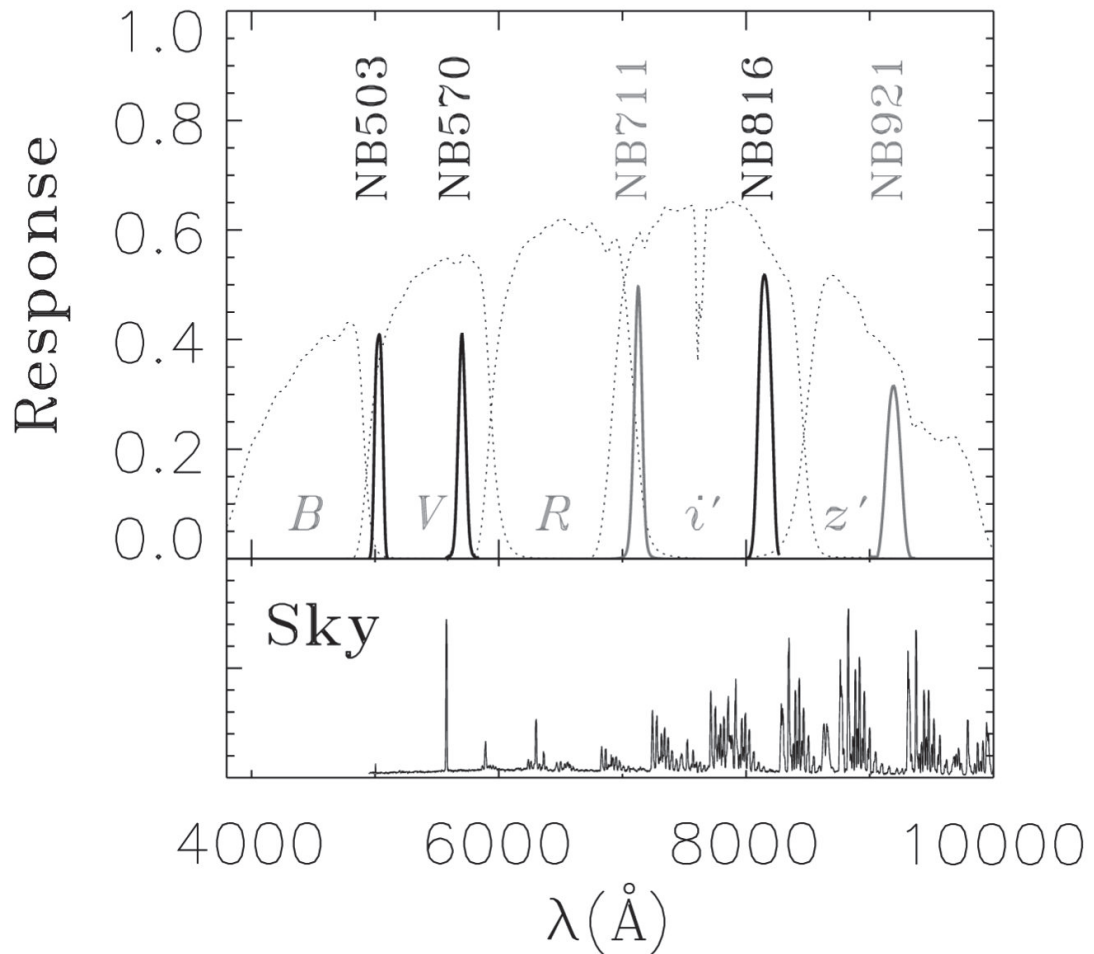


FIGURE 1.14 – Réponse des filtres utilisés pour la détection d'objets par la technique en bande étroite. Ces filtres ont été utilisés pour les études de Ouchi et al. (2003) et Ouchi et al. (2008) ayant pour objectif de détecter des LAEs à $z=3.1, 3.7, 4.9, 5.7$ et 6.6 . Le panneau du bas montre l'emplacement des raies du ciel. Figure extraite de Ouchi et al. (2008).

et de chercher une possible émission $\text{Ly}\alpha$. Ces galaxies sont appelées "galaxies à coupure de Lyman" (LBG pour "Lyman Break Galaxy" en anglais). Steidel et al. (1996) sont parmi les premiers à mettre en œuvre cette technique en utilisant 3 filtres (U,G et R) à larges bandes dans le domaine visible pour tenter de détecter des galaxies à $z \sim 3$. À ce redshift les galaxies présentant cette coupure ne sont alors pas détectées dans le filtre U. Cette absence de détection permet de construire un échantillon de LBGs candidats. Des exemples de détection rapportés par Ouchi et al. (2004) sont montrés sur la figure 1.16. Des milliers d'objets ont ainsi été découverts à différents redshifts : Steidel et al. (2003) à $z \sim 3$, Ouchi et al. (2004) à $z \sim 4-5$ et récemment Huang et al. (2016) à $z \sim 6-10$. Certains de ces objets montrent une émission $\text{Ly}\alpha$ (e.g. LBG montrée sur la deuxième colonne de la figure 1.16). Cette méthode de détection apparaît ainsi très efficace pour détecter des objets brillants (avec un fort continu UV) mais son point faible est qu'elle ne permet pas de détecter les objets moins lumineux et de faible masse.

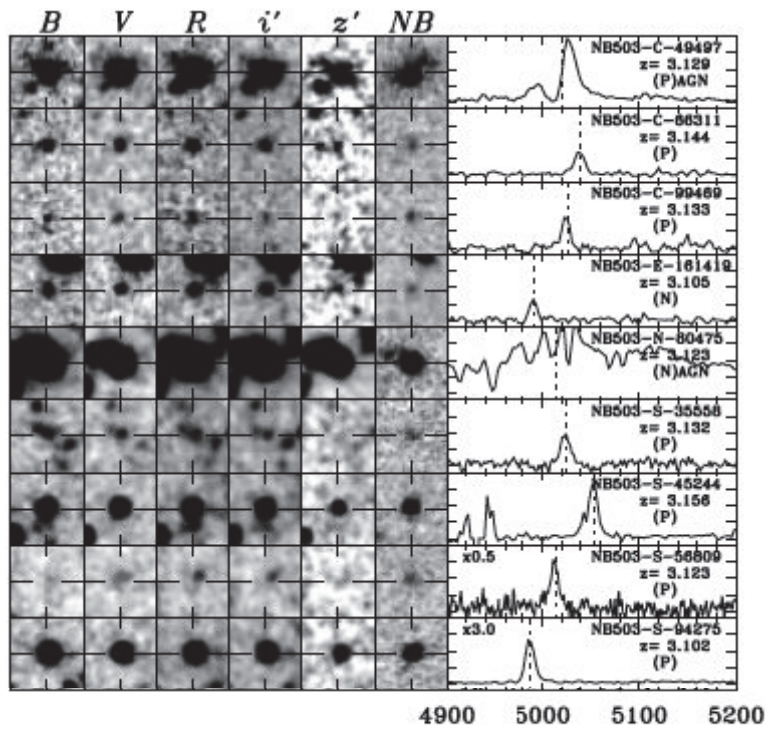


FIGURE 1.15 – Exemples de LAEs candidats détectés par la technique d'imagerie en bande étroite par *Suprime-Cam/Subaru*. Les cinq premières colonnes montrent les images des candidats dans les bandes larges et la sixième colonne l'image dans la bande étroite NB503. La raie d'émission de l'objet détecté est montrée dans la dernière colonne (via l'instrument FOCAS, Kashikawa et al. 2002) et permet de valider ou non la nature de l'objet. Figure adaptée de la figure 3 de Ouchi et al. (2008).

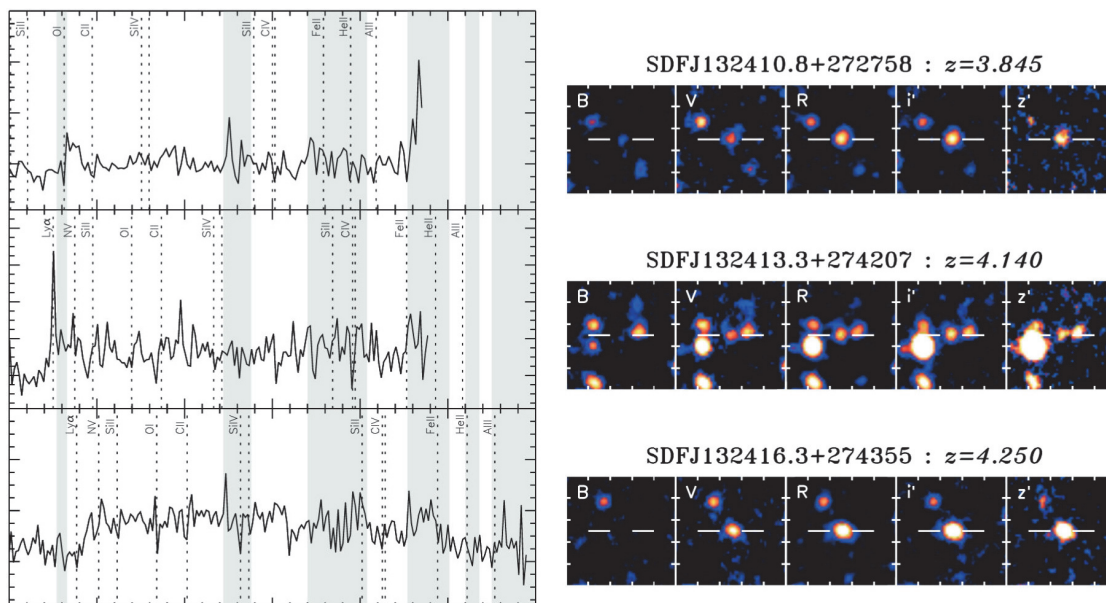


FIGURE 1.16 – Exemples de galaxies découvertes par la méthode de "cassure de Lyman" (Steidel et al. 1996) par le *XMM-Newton/Subaru*. Les images de $10'' \times 10''$ de différentes bandes larges sont montrées à droite et le spectre à gauche. Figure adaptée de la figure 7 de Ouchi et al. (2004).

Spectroscopie

Comme vu précédemment, la spectroscopie est généralement utilisée, non pas pour détecter des objets mais plutôt pour étudier les propriétés d'objets connus (valider ou affiner leur redshift photométrique, caractériser leur propriétés physiques, etc). La méthode la plus couramment employée est appelée "spectroscopie à fente longue" ("longslit spectroscopy" en anglais). Celle-ci consiste à disperser la lumière à travers une fente afin d'obtenir le spectre d'une région très restreinte du champ. Des relevés "à l'aveugle" ont aussi été réalisés pour tenter de détecter des raies d'émission (Rauch et al. 2008). Une méthode similaire, dite de "spectroscopie multi-objets" consiste à extraire le spectre de plusieurs fentes placées sur un masque dans un même champ. Le Fèvre et al. (2013) rapportent ainsi la détection de plus de 200 LAEs à grand redshift ($2 < z < 7$) grâce au spectrographe VIMOS (Le Fèvre et al. 2003). Un exemple de détection d'un LAE à $z=4.7$ par Cassata et al. (2011) est montré sur la figure 1.17.

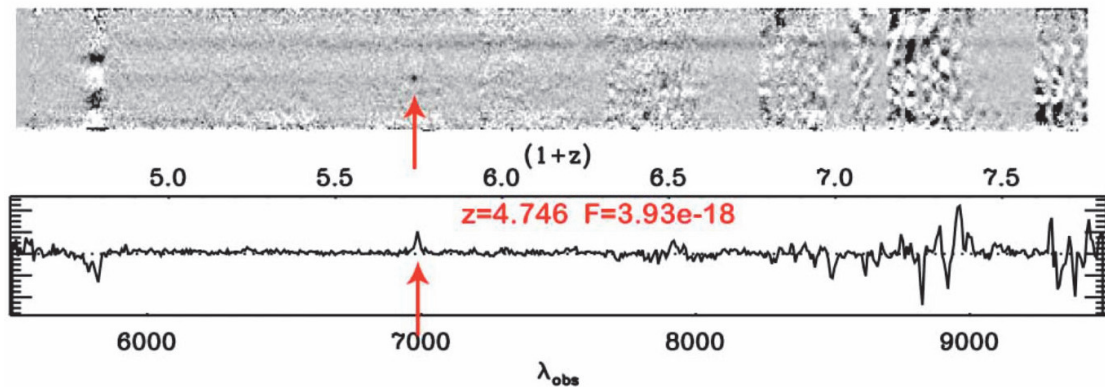


FIGURE 1.17 – Détection d'un LAE à $z=4.7$ par la technique de spectroscopie multi-objets (VIMOS) reportée par Cassata et al. (2011).

Une autre méthode spectroscopique utilise la "spectroscopie intégrale de champ" ou encore "spectroscopie 3D" (voir le livre de Bacon and Monnet (2017) pour une présentation et l'histoire de la spectroscopie 3D). Cette technique d'observation permet d'obtenir le spectre de chaque pixel du champ observé. Nous imaginons alors rapidement le pouvoir de détection d'un tel instrument ; encore faut-il que sa résolution spatiale et spectrale soient assez fines et son champ assez grand. En 1987, le spectrographe intégral de champ TIGER est mis en service sur le télescope Canada-France-Hawaï (CFHT de 3.6m de diamètre). Il s'agit du premier spectrographe 3D avec une bonne résolution spatiale et couvrant un grand domaine spectral (4500-7500Å). Adam et al. (1997) image alors l'émission Ly α d'une radio-galaxie à $z \sim 3$ ($L_{\text{Ly}\alpha} \sim 5 \times 10^{43}$ erg/s) mais aucune autre détection de LAE n'est reportée. L'instrument MUSE installé au VLT récemment a été spécialement conçu pour détecter des galaxies lointaines (voir la section 2.1.2 pour une description de l'instrument). Plus de 160 nouveaux LAEs ont ainsi été découverts et le redshift de plus de 1000 LAEs à $z = 3 - 6$ a pu être vérifié spectroscopiquement (Bacon et al. 2015; Herenz et al. 2016; Inami et al. 2017). La figure 3.2 montre les LAEs détectés dans une mosaïque de neuf champs MUSE et témoigne ainsi du pouvoir de détection des spectrographes 3D. Puisqu'il s'agit des données utilisées dans cette analyse, de plus amples informations (méthode de détection des sources, stratégie employée pour la mesure des redshifts, etc) sont fournies dans le chapitre 2.

1.4.3 Propriétés des LAEs distants

Voilà maintenant plus de 15 ans que les LAEs à grands redshifts sont détectés et étudiés en grand nombre (>10000). Nous présentons ici les caractéristiques principales de ces objets si nombreux dans l'Univers lointain.

Largeur équivalente $Ly\alpha$

La largeur équivalente EW^9 de l'émission représente la force du signal $Ly\alpha$ par rapport à son continu UV. Cette propriété est riche en informations mais est assez complexe. D'après de nombreuses observations (e.g. Ando et al. 2006; Ouchi et al. 2008; Hashimoto et al. 2017), les LAEs les moins brillants (en UV) ont de grandes largeurs équivalentes. Ce résultat a été appelé l'*effet Ando*. L'origine de cet effet est assez mal connu. Il pourrait par exemple être expliqué par une présence plus importante de gaz neutre ou de poussière autour des galaxies brillantes en continu UV. Parallèlement, en se basant sur des modèles de population stellaire, Schaerer (2003) et Raiter et al. (2010) ont montré que la largeur équivalente est plus grande pour les galaxies constituées de jeunes étoiles, de faible métallicité ou encore avec une fonction de masse initiale de type *top-heavy*. D'après ces modèles théoriques, il est possible de reproduire des largeurs équivalentes atteignant 240\AA (e.g. Malhotra and Rhoads 2002; Charlot and Fall 1993) en considérant une métallicité solaire et une fonction initiale de masse (ci-après IMF pour "Initial Mass Fonction" en anglais) Salpeter (Salpeter 1955). Les LAEs observés montrent en effet des largeurs équivalentes inférieures à 200\AA , cependant de grandes largeurs équivalentes sont aussi détectées. Récemment et en utilisant les données de l'UDF de MUSE (cf. section 2.3.4), la détection de 12 objets avec des largeurs équivalentes supérieures : $EW > 200\text{\AA}$ et parfois $> 500\text{\AA}$ a été rapportée (Hashimoto et al. 2017). Ces résultats peuvent être reproduits par des modèles de populations de très jeunes étoiles (< 100 Myr) et de faible métallicité ($\lesssim 0.02Z_\odot$). De plus, contrairement à Zheng et al. (2014) et Shibuya et al. (2017), il n'y a pas d'évolution statistiquement significative de la largeur équivalente avec le redshift (cf. figure 1.18). Les auteurs précisent que ces résultats contradictoires sont sûrement dus à des effets de sélection (i.e. limites en magnitude et EW différentes).

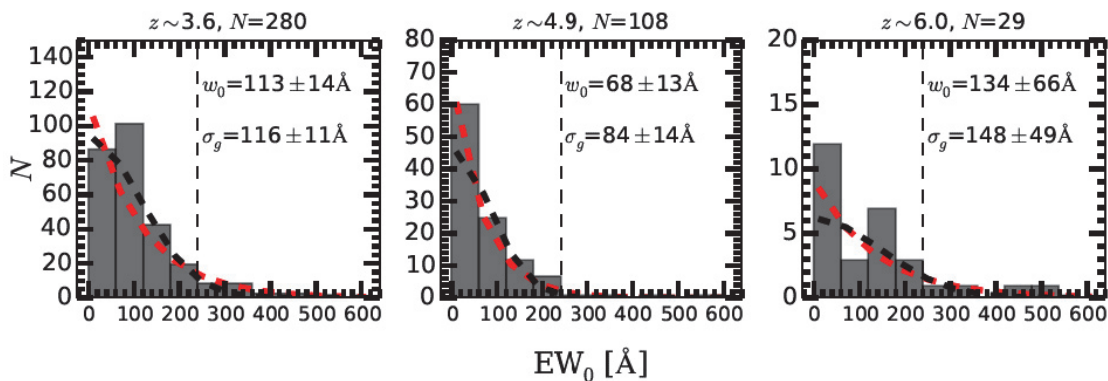


FIGURE 1.18 – Évolution de la distribution en EW de l'échantillon de Hashimoto et al. (2017). Le nombre de LAEs dans chaque tranche de redshift est indiqué en haut de chaque distribution. Les distributions sont ajustées par deux fonctions exponentielles différentes dont les largeurs caractéristiques sont indiquées par les paramètres w_0 et σ_g .

9. Les largeurs équivalentes évoquées dans ce manuscrit correspondent aux largeurs équivalentes dans le référentiel de la source.

Enfin, des largeurs équivalentes "infinies" peuvent être observées s'il n'y a pas du tout de continu stellaire, autrement dit dans le cas où l'émission Ly α est issue de mécanismes autres que la formation stellaire tels que la fluorescence Ly α ou le refroidissement radiatif dans les filaments (cf. section 1.3.3). Finalement, la possibilité que ces mécanismes puissent contribuer parallèlement à la production des photons Ly α augmente considérablement la complexité de l'interprétation des observations.

Age/Masse/SFR

Les propriétés des LAEs sont généralement déduites de la comparaison de leur distribution spectrale d'énergie (SED pour "Spectral Energy Distribution" en anglais) avec des modèles de populations stellaires (Bruzual and Charlot 2003) et en prenant en compte la présence de poussière (Calzetti et al. 2000). Plusieurs études ont ainsi été réalisées (Ono et al. 2010; Karman et al. 2017) et montrent que les LAEs à grand redshift ($z > 3$) ont des masses stellaires plutôt petites (10^6 - $10^{10} M_{\odot}$) et un taux de formation d'étoiles variant de 1 à $10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. De plus, les LAEs sont généralement des objets jeunes, d'âge typiquement inférieur à 100 Myr (Lai et al. 2007; Karman et al. 2017). La figure 1.19 extraite de Karman et al. (2017) recueille les résultats de différentes études.

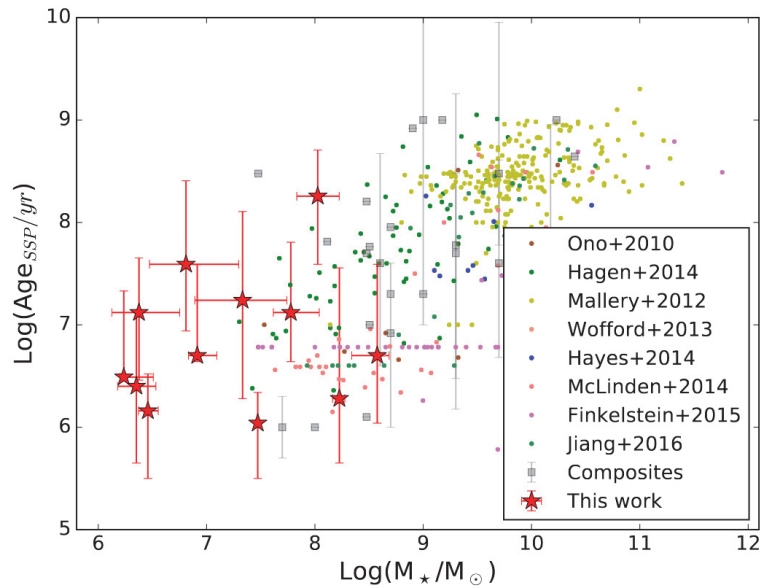


FIGURE 1.19 – Distribution en masse et en âge des LAEs de plusieurs études à $z > 3$. Figure 8 de Karman et al. (2017).

Les LAEs apparaissent ainsi particulièrement moins massives et plus jeunes que les LBGs (10^9 – $10^{12} M_{\odot}$, > 200 Myr – e.g. Pentericci et al. 2010; Álvarez-Márquez et al. 2016).

Métallicité et paramètre de ionisation

La métallicité est généralement déduite du rapport de raies nébulaires. Un grand nombre de relations différentes existent mais en général la métallicité est déduite (i) soit de l'abondance en oxygène (avec le rapport O/H couplé à un modèle de photo-ionisation), (ii) soit de fortes raies d'émission telles que H α , [OII], [OIII] ou encore [NII]. Deux indicateurs sont particulièrement utilisés dont l'indice R23 :

$$R_{23} = \frac{F([\text{OII}]\lambda 3727) + F([\text{OIII}]\lambda 4959) + F([\text{OIII}]\lambda 5007)}{F([\text{H}\beta]\lambda 4861)} \quad (1.5)$$

et l'indice N2 :

$$N2 = \frac{F([\text{NII}]\lambda 6584)}{F(\text{H}\alpha)} \quad (1.6)$$

La raie [NII] est cependant peu intense à faible métallicité. Cet indice est donc seulement utilisable pour mesurer de fortes métallicités.

La mesure de la métallicité des objets à grand redshift, pour lesquels seule la raie $Ly\alpha$ est détectée la plupart du temps, s'avère finalement difficile voire impossible. Des études à $z \sim 0.5-2$ (Nakajima et al. 2012, 2013; Finkelstein et al. 2011) montrent cependant que les LAEs ont plutôt tendance à avoir de faibles métallicités, typiquement de l'ordre de $0.3 Z_{\odot}$ (cf. figure 1.20).

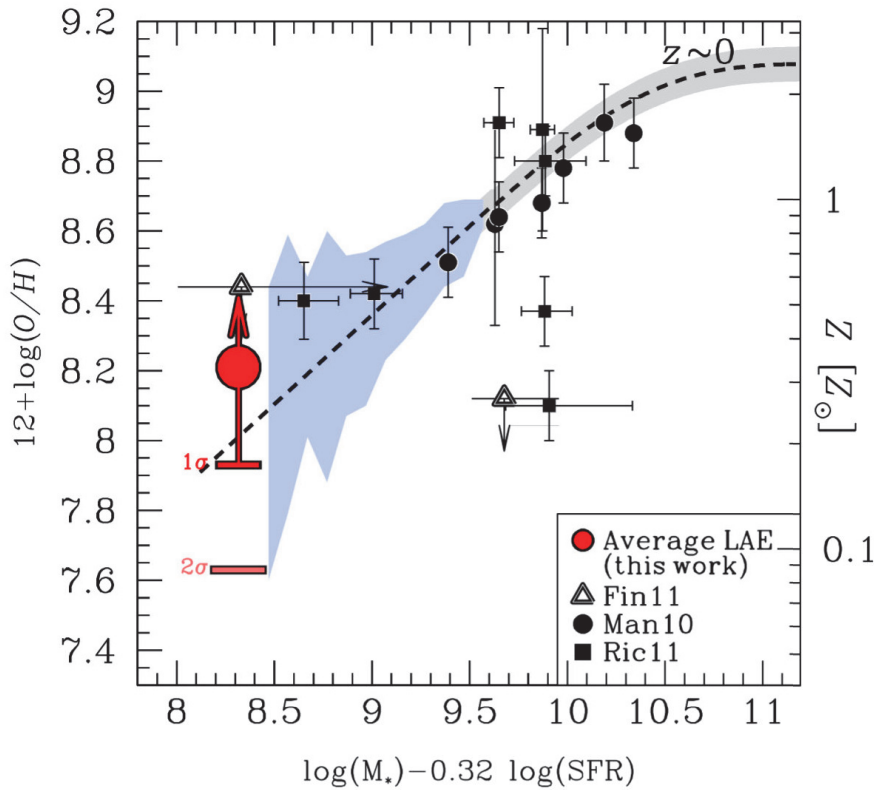


FIGURE 1.20 – Métallicité des LAEs à $z \sim 2$ en fonction de leur masse. Ces résultats de Nakajima et al. (2012) (en rouge) sont comparés à d'autres types de galaxies telles que des galaxies sélectionnées par leur magnitude UV à $z \sim 2.2$ (points noirs, Mannucci et al. 2010), amplifiées par effet gravitationnel à $1.5 < z < 2.5$ (carrés noirs, Richard et al. 2011) et deux LAEs à $z \sim 2.3$ et 2.5 par Finkelstein et al. (2011). Figure 14 de Nakajima et al. (2012).

Le paramètre de ionisation est quand à lui généralement déterminé par des modèles de photo-ionisation avec le rapport O32 défini par :

$$O32 = \frac{F([\text{OIII}]\lambda 5007)}{F([\text{OII}]\lambda 3727)} \quad (1.7)$$

La figure 1.21 montre que les LAEs sont plus ionisés que les LBGs notamment. De plus, le paramètre de ionisation a tendance à augmenter avec le redshift (Nakajima et al. 2013; Nakajima and Ouchi 2014).

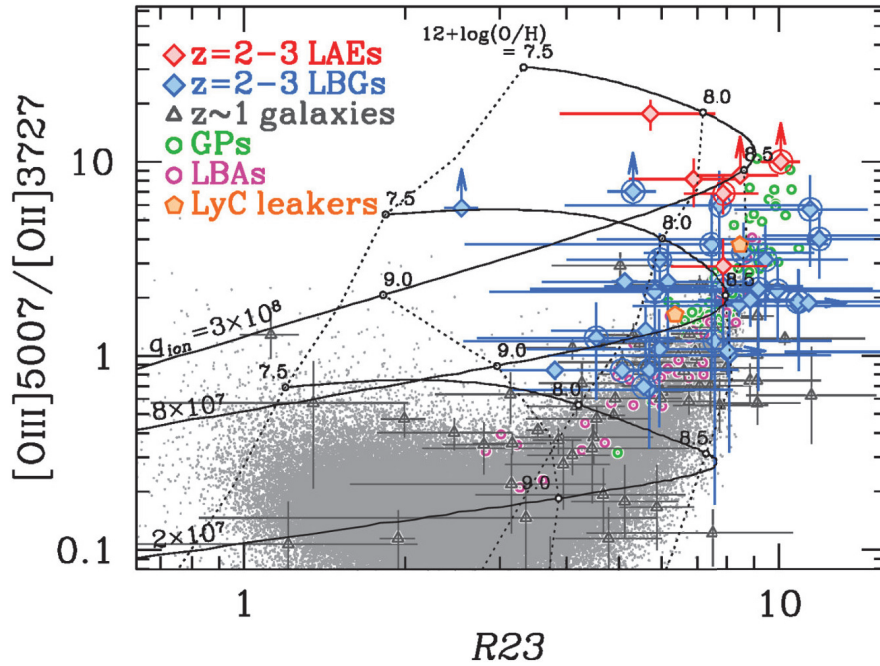


FIGURE 1.21 – Paramètre de ionisation des LAEs ($z=2-3$) en fonction de la métallicité par Nakajima and Ouchi (2014). Les résultats sont comparés à des LBGs (en bleu) de même redshift et à des galaxies formant activement des étoiles à $z \sim 1$. Les courbes noires correspondent à différents paramètres de ionisation estimés par les modèles de photoionisation de Kewley and Dopita (2002).

Présence d'AGN

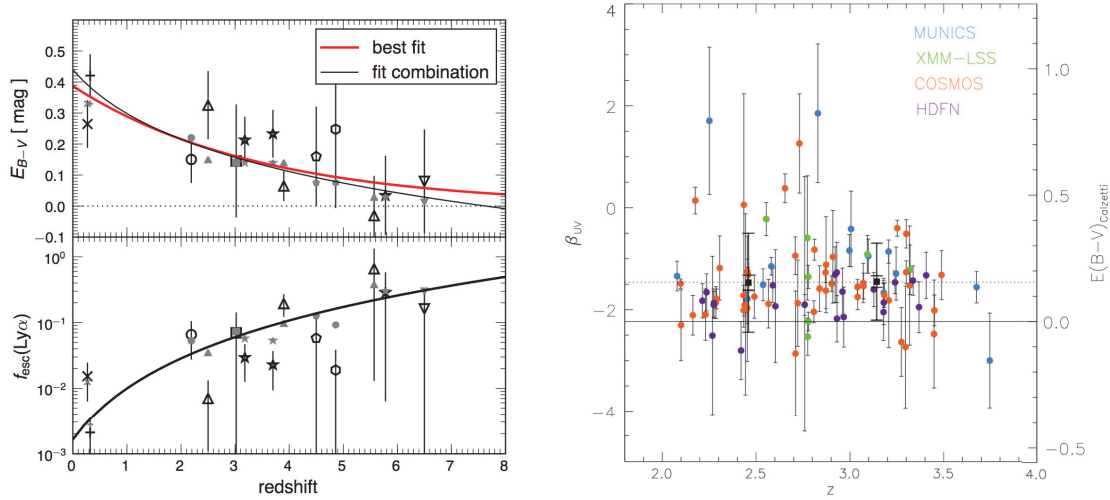
Comme mentionné dans la section 1.3.3, l'émission $\text{Ly}\alpha$ peut aussi être observée autour d'AGN du fait de leur fort champ ionisant (Malhotra and Rhoads 2002). L'existence d'un AGN peut être détectée grâce à différents indicateurs :

- la présence de raies de forte ionisation telles que les raies NV et OVI,
- des raies UV (i.e. NeV, HeII, etc) anormalement larges,
- une forte émission en rayons-X ou en radio

Plusieurs études ont montré que la proportion d'AGN au sein de la population de LAEs à $z > 3$ est très faible (0–2%, e.g. Malhotra et al. 2003; Ouchi et al. 2008). Lorsqu'un AGN est détecté, l'émission $\text{Ly}\alpha$ est généralement très intense (Ouchi et al. 2008; Konno et al. 2016), si bien que Konno et al. (2016) en ont déduit que les LAEs dont la luminosité est supérieure à $\sim 10^{43.5}$ erg/s à $z \sim 2$ sont très probablement des AGNs.

Contenu en poussière

L'étude du contenu en poussière des LAEs apparait primordiale au vu de son impact sur l'émission $\text{Ly}\alpha$. L'excès de couleur $E(B-V)$ défini comme la différence d'extinction dans la bande B et la bande V est un indicateur du "rougissement" du continu et est fréquemment utilisé comme une mesure de la quantité de poussière d'une galaxie. La plupart des études numériques et observationnelles indiquent que les LAEs sont des objets pauvres en poussière. Gronwall et al. (2007) via des observations de LAEs à $z \sim 3$ et Verhamme et al. (2008) via un modèle de transfert radiatif s'accordent à dire que l'extinction pour ces objets est de l'ordre de 0.01–0.1. Blanc et al. (2011) sur son échantillon de LAEs à $2 < z < 4$ mesurent une extinction du même ordre de grandeur (≈ 0.13).



(a) Évolution de l'extinction et de la fraction d'échappement (Hayes et al. 2011)

(b) Évolution de la pente du continu UV β (Blanc et al. 2011)FIGURE 1.22 – Évolution du contenu en poussière et de la fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ des LAEs en fonction du redshift.

Une autre manière d'obtenir des indices sur la quantité de poussière d'une galaxie est de mesurer la pente de son continu UV β (Meurer et al. 1995; Daddi et al. 2004) décrit par la loi de puissance $f_\lambda \propto \lambda^\beta$. Cette pente constitue en effet un bon indicateur de la quantité de poussière puisqu'elle en est impactée. Les mesures de β ($-2.5 \lesssim \beta \lesssim -0.5$, e.g. Blanc et al. 2011; Nilsson et al. 2009; Hashimoto et al. 2017) suggèrent ici encore que les LAEs sont généralement peu poussiéreuses (cf. figure 1.22b).

Bien que, comme le montrent ces études, les émetteurs $\text{Ly}\alpha$ soient quasiment dépourvus de poussière, le peu de poussière de l'ISM a tout de même un effet sur la fraction d'échappement $\text{Ly}\alpha$ de la galaxie. Celle-ci apparaît en effet anti-corrélée avec l'extinction et ce, à différents redshifts (Hayes et al. 2011). La figure 1.22a montre cette anti-corrélation. Finalement, une évolution de la quantité de poussière, et donc de la fraction d'échappement, avec le redshift est observée (e.g. Hayes et al. 2011).

En résumé, les émetteurs $\text{Ly}\alpha$ sont généralement des galaxies de faible masse, jeunes, ayant un taux de formation stellaire élevé, compacts (en continu UV), contenant peu de poussière, de faible métallicité et ayant un paramètre d'ionisation élevé.

Profils des raies $\text{Ly}\alpha$

Dans la section 1.3.1 nous avons décrit l'apparence intrinsèque de la raie $\text{Ly}\alpha$ (figure 1.3.1) puis son allure après interaction avec du gaz d'hydrogène neutre (section 1.3.2 et figure 1.8). Pourtant, la grande majorité des raies $\text{Ly}\alpha$ observées ne ressemblent pas à ces prédictions théoriques. Certains sont en effet à double pics, alors similaire au profil lorentzien annoncé, mais avec un pic "bleu" plus atténué que le "rouge" (e.g. CDFS-3865 sur la figure 1.23). La plupart des raies $\text{Ly}\alpha$ observées sur la figure 1.23 ne montrent cependant qu'un seul pic, plus ou moins asymétrique et décalé vers les grandes longueurs d'onde (e.g. COSMOS-16636 ou CDFS-6482). Cette diversité des raies observées signifie par conséquent que d'autres facteurs contribuent à façonner le profil spectral $\text{Ly}\alpha$.

Dans le but de définir ces facteurs ainsi que leur contribution respective, les théoriciens et modélisateurs ont rapidement essayé de reproduire numériquement les raies obser-

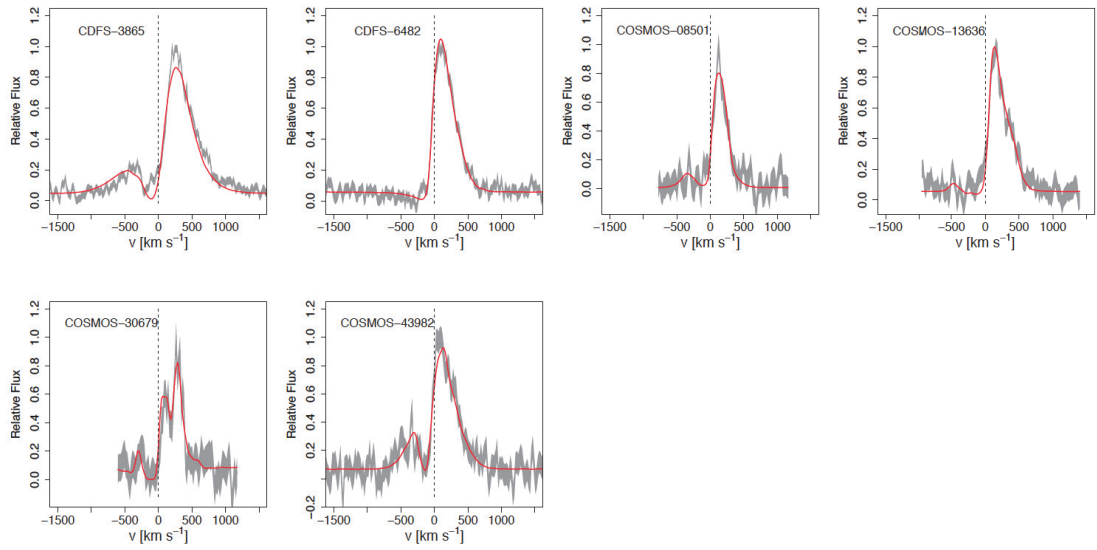


FIGURE 1.23 – Profils de raies Ly α de LAEs à $z \sim 2.2$ détectés avec le télescope/instrument Magellan/MagE (en gris) et le modèle correspondant (en rouge). Figure adaptée de Hashimoto et al. (2015).

vées en développant des modèles de transfert radiatif Ly α (e.g. Zheng and Miralda-Escudé 2002; Verhamme et al. 2006; Dijkstra et al. 2006a; Laursen et al. 2009).

Laursen et al. (2011) a modélisé l'impact du milieu intergalactique sur l'émission Ly α dans une géométrie sphérique et statique. Les courbes de transmission de l'IGM alors calculées sont montrées sur la figure 1.24 et montrent une absorption de la partie "bleue" de la raie Ly α . Le passage des photons Ly α dans un milieu neutre et en présence de poussière (représentant l'IGM) aurait donc tendance à détruire les photons de longueurs d'onde inférieure à celle de la résonance Ly α . Le fait qu'un grand nombre de raies Ly α montrent un profil à un seul pic et asymétrique vers le "rouge" peut donc être expliqué par la traversée du milieu intergalactique. Cependant, la forme de la raie dépend aussi de la transmission de l'émission Ly α à plus petites échelles, autrement dit dans l'ISM.

MC1 α (pour Monte-Carlo Lyman alpha – Verhamme et al. 2006) est un code de transfert radiatif permettant de réaliser des modèles. Le modèle d'une coquille en expansion consiste en une source ponctuelle émettant un continu et une fonction gaussienne (représentant l'émission Ly α) au centre d'une coquille sphérique en expansion constituée de gaz d'hydrogène neutre homogène. Ce modèle permet de reproduire un grand nombre de raies Ly α observées. Les paramètres de ce modèle sont :

- la vitesse d'expansion radiale V_{exp} de la coquille
- la colonne de densité du gaz HI le long de la ligne de visée
- le paramètre *Doppler b* décrivant les propriétés thermiques et turbulentes du gaz dans la coquille.
- l'opacité optique de la poussière

La gaussienne et le continu donnés en entrée sont ajustables via deux paramètres :

- la largeur équivalente $EW_{\text{Ly}\alpha}$
- la largeur à mi-hauteur de la gaussienne $FWHM_{\text{Ly}\alpha}$ (pour "Full Width at Half-Maximum" en anglais)

Une illustration du modèle ainsi que différents scénarios de diffusion des photons Ly α sont montrés sur la figure 1.25 (à droite – extrait de Verhamme et al. 2006). Un observateur placé à gauche du schéma va alors voir une partie du gaz de la coquille se rapprocher de lui et une autre s'éloigner. Selon les épisodes de diffusion subits par les photons Ly α

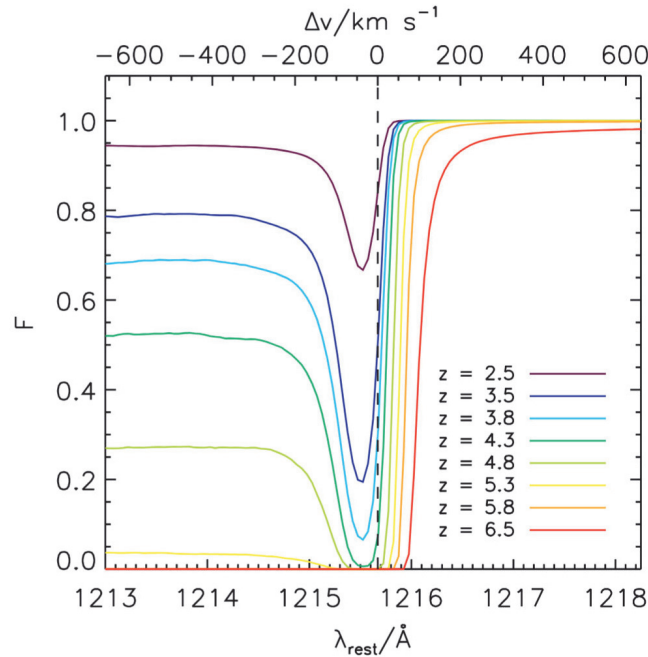


FIGURE 1.24 – Courbe de transmission de l'IGM autour de la longueur d'onde de la raie $Ly\alpha$ à différents redshifts. Image adaptée de la Figure 2 de Laursen et al. (2011)

parvenant à l'observateur, la raie observée va alors être différente (à gauche). Finalement, l'observateur devrait alors voir une combinaison de raies témoignant des épisodes de diffusion subits par les photons $Ly\alpha$ qui ont réussi à parvenir jusqu'à lui (raie tracée en noire sur le panneau de gauche). Le décalage en fréquence engendré est représenté par le paramètre x (en abscisse). $x=0$ correspond à un photon observé à 1216\AA . $x<0$ ($x>0$) signifie que la longueur d'onde du photon est décalé vers les grandes (courtes) longueurs d'onde. Dans le cas où aucune diffusion n'a lieu, le pic de la raie n'est pas décalé et a donc la même longueur d'onde que dans le référentiel de la source ($x=0$ – cas a). Plus le nombre d'épisodes de rétro-diffusion dans la partie de la coquille "s'éloignant" de l'observateur est important (i.e. *backscattering*), plus la raie $Ly\alpha$ apparaît décalée vers les grandes longueurs d'onde par effet *Doppler* (cas b et c). Les diffusions dans le gaz de la coquille en déplacement vers l'observateur n'implique pas de décalage de la raie observée (cas a). Le décalage de l'émission vers le rouge ainsi que l'absorption dans la partie "bleue" de la raie (profil P-Cygni) est observé sur les LAEs à bas redshift de Kennicutt (1998). Ces auteurs expliquent ce profil par la diffusion des photons $Ly\alpha$ dans l'ISM neutre en expansion. La coquille pourrait ainsi correspondre à ce schéma. Le fait que des raies asymétriques soient observées à $z = 0$ indique que la forme de la raie n'est pas uniquement modélée par l'IGM. Ainsi, ce modèle a été, et est encore, très utilisé pour reproduire et interpréter les raies $Ly\alpha$ observées. La figure 1.23 montre les raies modélisées (en rouge) avec **MC1ya** superposées aux raies observées par Hashimoto et al. (2015). Le modèle reproduit ainsi étonnamment bien les données. Verhamme et al. (2008) montrent d'autres exemples de modélisation de la raie $Ly\alpha$ avec **MC1ya**. Les raies observées sont ici encore bien ajustées.

Dijkstra et al. (2006a) ont quant à eux étudié l'impact d'un milieu constitué de gaz neutre en effondrement. Ces raies apparaissent, cette fois-ci, décalées vers les petites longueur d'onde et les raies doubles montrent un pic "bleu" plus intense que le pic "rouge" (cf. figure 1.26). Ces types de profils ne sont cependant pas observés.

Ainsi, l'interprétation des profils des raies $Ly\alpha$ reposent principalement sur les modèles de transfert radiatif de l'émission $Ly\alpha$. D'après ces modèles, différents facteurs à

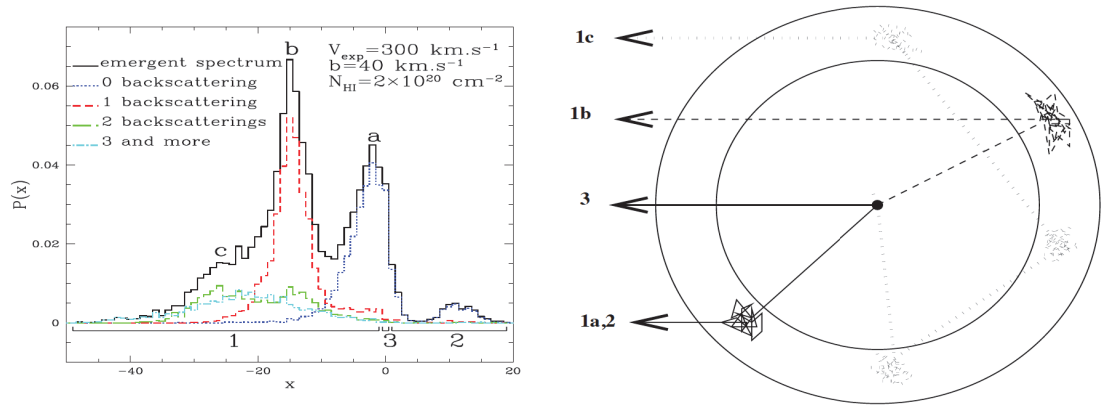


FIGURE 1.25 – Illustration du modèle de coquille en expansion (MCl α – Verhamme et al. (2006)). Différents scénarios de diffusion sont montrés dans le panneau de droite et les raies résultantes sont montrées dans le panneau de gauche.

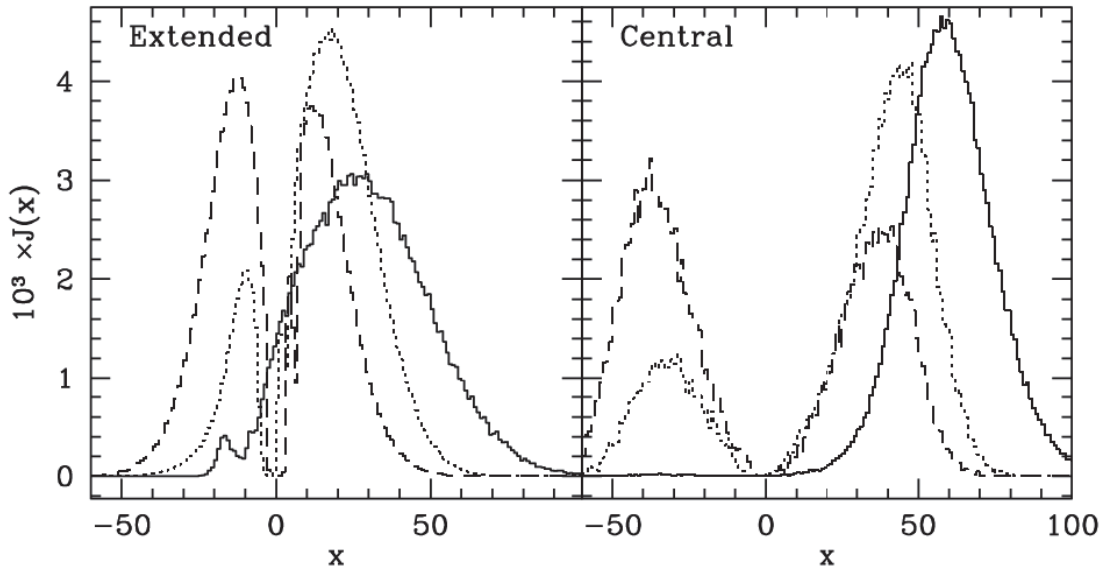


FIGURE 1.26 – Raies Ly α obtenues pour un milieu neutre en effondrement par les modèles de Dijkstra et al. (2006a). Les différentes courbes représentent différents modèles et paramètres de modèle.

différentes échelles (IGM et ISM) peuvent impacter les raies : la densité de colonne du gaz neutre, la quantité de poussière présente dans le milieu ou encore la cinématique du gaz. À l'inverse, l'analyse et l'interprétation des profils de raies observés basés sur les prédictions des modèles de transfert radiatif peuvent nous donner des informations essentielles sur les propriétés cinétiques (expansion ou contraction) du CGM.

Morphologie

Les LAEs sont des objets dont le continu UV est compact ($\sim 0.1'' - 0.5''$ pour $z=1-7$ d'après Moster et al. 2010; Shibuya et al. 2015, 2016; Wisotzki et al. 2016). Le rayon UV traçant les étoiles des galaxies, les LBGs apparaissent ainsi plus grandes et plus massives que les LAEs. De plus, leur émission Ly α apparaît plus étendue comme en témoigne la figure 1.27. Ces études (Shibuya et al. 2015, 2016) révèlent d'ailleurs une évolution de la

taille du continu avec le redshift. Cette émission diffuse, généralement appelée "halo $Ly\alpha$ " semble être une propriété générale des LAEs bien que cela ait été assez discuté.

L'étude des halos $Ly\alpha$ autour des LAEs à grand redshift étant le sujet d'étude de ce manuscrit, une présentation détaillée est donnée dans la section suivante.

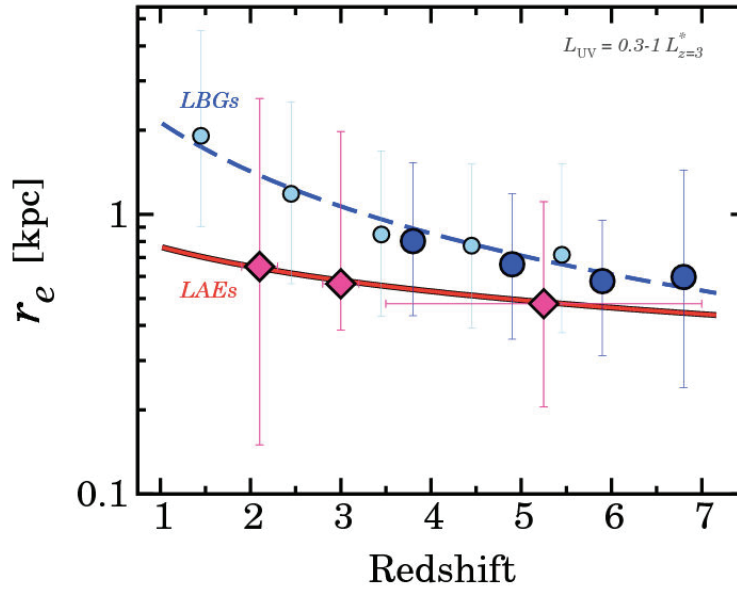


FIGURE 1.27 – Comparaison de la taille du continu UV des LAEs et LBGs et évolution avec le redshift par Shibuya et al. (2015, 2016). r_e correspond au rayon efficace de l'émission du continu UV. Source : <http://obswww.unige.ch/Courses/saas-fee-2016/slides.cgi>, Masami Ouchi.

1.5 Les halos $Ly\alpha$

1.5.1 Motivations

Comme précisé dans les sections précédentes, bien que plusieurs méthodes existent pour analyser l'environnement des galaxies, l'observation du CGM en émission a beaucoup d'avantages (cf. section 1.2.2). L'émission $Ly\alpha$, de part sa propriété résonante (cf. section 1.3.2), se diffuse et illumine le gaz d'hydrogène des galaxies. Une émission diffuse $Ly\alpha$, aussi appelée "halo $Ly\alpha$ " peut alors être observée. Ces halos reflètent alors directement les propriétés du gaz avoisinant les galaxies.

Cependant, à de telles distances de la galaxie, la brillance de surface de l'émission $Ly\alpha$ est très faible et le signal sur bruit décroît rapidement rendant la détection de ces halos assez délicate, notamment à grand redshift.

1.5.2 Observations

Des halos $Ly\alpha$ ont déjà été observés autour de galaxies locales. Par exemple, Kunth et al. (2003) détectent de l'émission étendue $Ly\alpha$ autour de deux galaxies observées avec la caméra ACS embarquée sur le télescope spatiale *Hubble* (HST) et Hayes et al. (2005) autour d'une galaxie lumineuse et compacte en UV. Environ dix ans plus tard, la campagne d'observation des émetteurs $Ly\alpha$ dans l'Univers local LARS pour "Lyman Alpha Reference Sample" débute (Östlin et al. 2014). Leur objectif n'est alors pas de détecter

toutes les LAEs mais seulement celles ayant un continu dans l’UV lointain du même ordre de grandeur que les galaxies à grand redshift afin de permettre leur comparaison. 14 galaxies sont alors sélectionnées, 8 d’entre elles sont montrées sur l’image 1.28. La majorité de ces objets montrent en effet une émission Ly α (bleu) plus étendue que le continu UV (vert) et l’émission H α (rouge) (Hayes et al. 2013, 2014; Herenz et al. 2016).

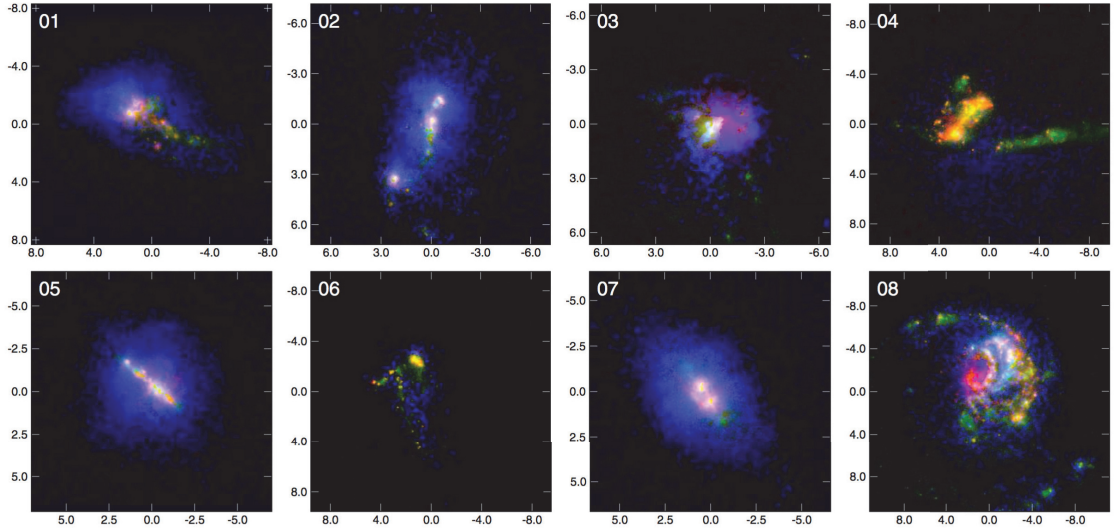


FIGURE 1.28 – Exemples de 8 galaxies LARS dont l’émission Ly α est colorée en bleu, H α en rouge et le continu UV en vert. Figure 1 de Hayes et al. (2013).

La détection de tels halos dans l’Univers lointain est plus difficile, notamment autour de galaxies de faible masse et sans AGN (cf. figures 1.9 et 1.10 pour des exemples d’émission diffuse – blobs Ly α – autour d’AGN) en raison des limites de sensibilité et de résolution des instruments. Les premières détections, bien que peu fiables, de halos Ly α autour de galaxies non-AGN obtenues par la méthode d’imagerie en bande étroite (voir section 1.4.2) sont rapportées par Madau et al. (1998) puis Fynbo et al. (2001). Plus tard, Hayashino et al. (2004) observent 22 LBGs dans un proto-amas de galaxies à $z=3.1$ et décident de combiner leurs images en bande étroite afin d’augmenter leur signal sur bruit (méthode de *stacking* en anglais). L’émission Ly α observée sur l’image combinée apparaît alors étendue sur une grande distance, jusqu’à 40 kpc. Cette image ainsi que le profil radial de brillance de surface correspondant sont montrés sur la figure 1.29. Avec l’arrivée des grands relevés et le développement de techniques de détection adaptées, de plus en plus de LAEs sont détectées. Il s’en suit alors une période pendant laquelle un grand nombre d’auteurs vont utiliser cette méthode de *stacking* pour tenter de détecter de l’émission Ly α diffuse et ainsi caractériser le CGM. Matsuda et al. (2012) et Momose et al. (2014) ont respectivement combiné ≈ 2000 et ≈ 4500 LAEs à $z \approx 3$ et $2.2 \leq z \leq 6.6$ (voir figure 1.30, en haut). Les profils radiaux de brillance de surface des distributions Ly α détectées (cf. figure 1.30, en bas) sont ajustés par une distribution exponentielle circulaire de la forme :

$$SB(r) = S_0 \exp(-r/r_s) \quad (1.8)$$

avec S_0 l’amplitude au centre du profil et r_s le rayon caractéristique. Le rayon caractéristique donne une idée de l’extension spatiale Ly α et permet la comparaison avec d’autres études de sensibilités différentes. Momose et al. (2014) trouvent ainsi que la taille caractéristique de l’émission Ly α autour des LAEs est typiquement de 5 à 10 kpc, soit considérablement plus étendue que l’émission du continu UV. Leur étude ne permet pas de mettre en évidence une évolution de la taille des halos Ly α avec le redshift. Matsuda

et al. (2012), quant à eux, trouvent des rayons caractéristiques de l'ordre de 10 kpc et jusqu'à 30 kpc pour les LAEs situés dans des régions denses de l'Univers. Ils en déduisent alors que la taille des halos $Ly\alpha$ dépend de la densité de l'environnement. Plus récemment, Xue et al. (2017) ont analysé environ 1400 galaxies dans deux régions denses à $z \approx 3$ et $z \approx 4$ avec cette même méthode de *stacking* et ont mesuré des tailles caractéristiques plus petites, de l'ordre de 5-9 kpc et n'ont pas trouvé de corrélation entre l'extension spatiale $Ly\alpha$ et la densité du milieu. Ils mentionnent aussi avoir trouvé une corrélation entre la taille des halos $Ly\alpha$ et la luminosité totale $Ly\alpha$ ainsi qu'avec la magnitude UV des galaxies.

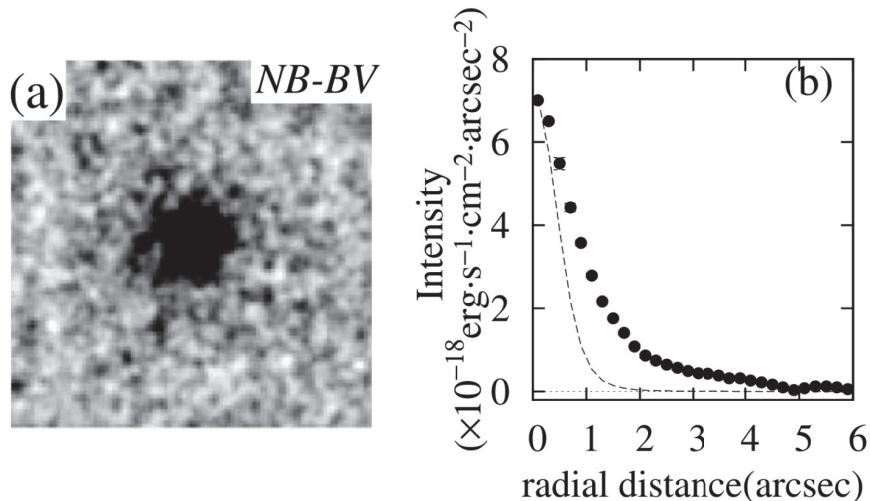


FIGURE 1.29 – À gauche : Émission $Ly\alpha$ diffuse dans l'image en bande étroite combinée de 22 LBGs. À droite : Profil radial de surface de brillance de l'image combinée (points noirs) comparé à celui d'une source ponctuelle (profil en pointillés). Figure 8 de Hayashino et al. (2004).

Steidel et al. (2011), en plus d'étudier les émetteurs $Ly\alpha$, s'intéressent aux absorbeurs. Leur échantillon est composé de 92 LBGs très brillants ($R_{AB} \approx 24.5$) et massifs à $z = 2.3 - 3$. Parmi ces objets, 45% (55%) montrent une raie $Ly\alpha$ en nette absorption (émission). L'étude séparée de ces deux classes d'objets révèle la présence d'émission $Ly\alpha$ aussi bien pour les émetteurs que pour les absorbeurs $Ly\alpha$. Les profils radiaux de brillance de surface des images composites des émetteurs (en rouge) et des absorbeurs (en vert) sont montrés sur le graphique à gauche de la figure 1.31. Ainsi, les galaxies qui absorbent les photons $Ly\alpha$ apparaissent elles aussi entourées d'un halo. Les halos $Ly\alpha$ des LBGs étudiés par Steidel et al. (2011) sont beaucoup plus grands que ceux observés autour des LAEs de plus faibles masses : ils s'étendent jusqu'à ≈ 80 kpc au delà de la composante continue (rayon caractéristique entre 20 et 30 kpc). Les images composites du continu et de l'émission $Ly\alpha$ des 92 LBGs sont montrées au centre et à droite de la figure 1.31.

Ainsi, toutes ces études convergent vers la même conclusion : l'émission $Ly\alpha$ est diffuse et beaucoup plus étendue que celle du continu UV. Cependant, leur méthode de *stacking* est critiquée car elle serait susceptible de créer artificiellement une émission $Ly\alpha$ diffuse en raison d'une sous-estimation des erreurs systématiques lors de la combinaison des images (erreurs de centrage notamment). Feldmeier et al. (2013) montre grâce à un échantillon de LAEs qu'en entreprenant un bilan minutieux des erreurs, l'émission $Ly\alpha$ ne présente pas d'extension spatiale statistiquement significative au delà de celle du continu UV. De plus, Bond et al. (2010) ne détectent pas de halo $Ly\alpha$ sur leur image composite de 8 galaxies à $z=3$. Il en est de même pour Jiang et al. (2013) et leur analyse de 43 et

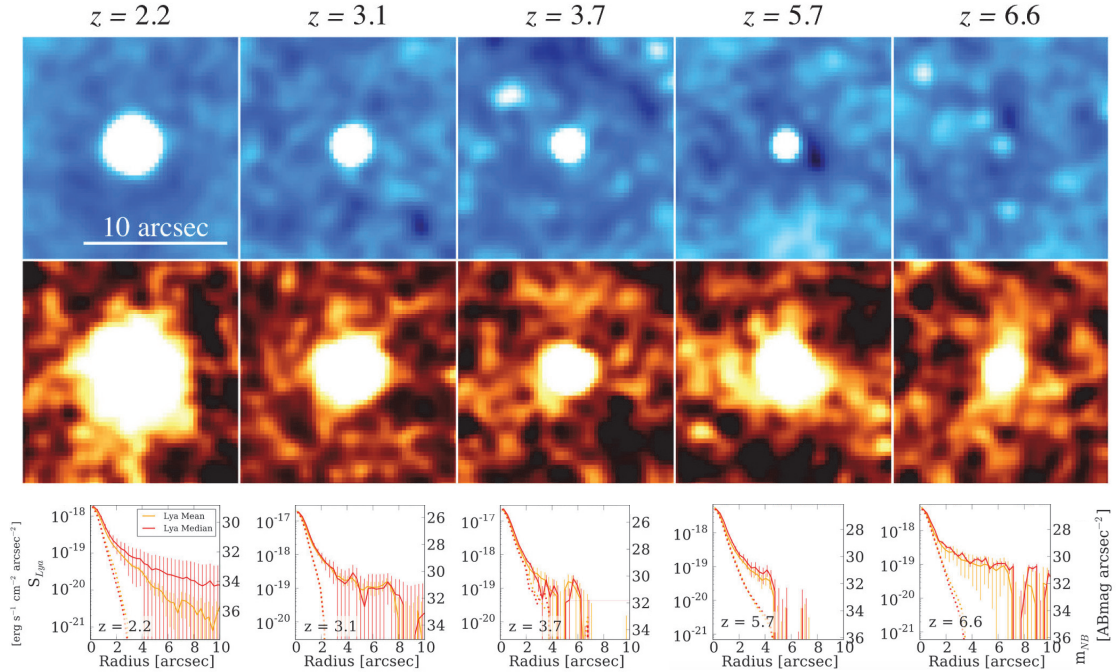


FIGURE 1.30 – *En haut* : Images combinées (moyennées) du continu (première ligne) et de l'émission Ly α (deuxième ligne) à différents redshifts. *En bas* : Profils radiaux de brillance de surface des images combinées (par une moyenne en orange et par une médiane en rouge). Figure adaptée des figures 1 et 3 de Momose et al. (2014).

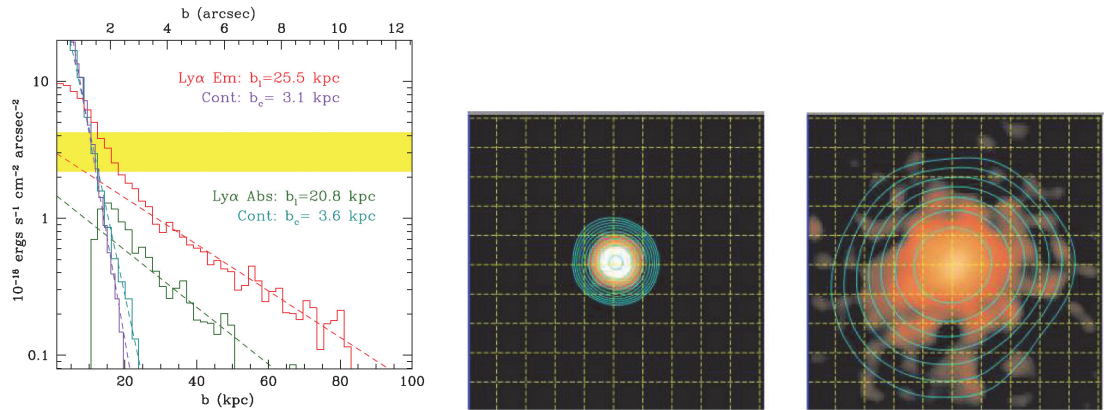


FIGURE 1.31 – Émission étendue Ly α autour des LBGs de Steidel et al. (2011). *Premier panneau* : Profils radiaux de brillance de surface des LBGs émetteurs (rouge) et absorbeurs (vert) en Ly α ainsi que des émissions du continu correspondantes (violet et bleu respectivement). La zone jaune indique les limites en brillance de surface atteintes par les relevés profonds Ly α de l'époque pour la détection d'objets individuels. Figure adaptée des figures 4 et 6 de Steidel et al. (2011).

40 LAEs à $z \approx 5.7$ et 6.5 .

Cependant, à la même période et en adoptant une approche différente de celle du *stacking*, Rauch et al. (2008) détectent de l'émission étendue $Ly\alpha$ autour de galaxies individuelles. Pour cela, ces auteurs ont réalisé une pause longue de 92 heures d'une région du ciel vue dans une fente longue (i.e. *longslit*, cf. section 1.4.2). Au total, 27 LAES peu lumineuses ($\sim 10^{-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) sont détectés à $2.67 < z < 3.75$. Bien que les incertitudes soient grandes (sur les mesures de taille du continu notamment), cette observation permet alors la détection de halos $Ly\alpha$ autour de galaxies individuelles de faibles masses, peu lumineuses et sans AGN. D'autres halos $Ly\alpha$ autour de ce type de galaxies ont aussi été détectés grâce au pouvoir amplificateur des lentilles gravitationnelles (Swinbank et al. 2015; Patrício et al. 2016).

1.5.3 Les halos $Ly\alpha$ et MUSE

Récemment, la mise en service du spectrographe 3D MUSE au VLT (Bacon et al. 2010) a permis de faire progresser de manière significative l'étude des halos $Ly\alpha$ autour des galaxies de faible masse. Grâce à sa grande sensibilité et sa bonne résolution (cf. section 2.1.2 pour une description de l'instrument), MUSE est un très bon instrument pour détecter les émetteurs $Ly\alpha$ (cf. section 2.3.4) et notamment les LAEs à faible brillance de surface (SB). Dans un champ MUSE ($1' \times 1'$) de 27h de profondeur situé dans le Hubble Deep Field South (HDFS – cf. section 2.2.1), Wisotzki et al. (2016) ont rapporté la détection d'émission $Ly\alpha$ étendue autour de 21 LAEs ($m_{AB} > 27$) entre $z=3$ et $z=6$. La figure 1.32 montre les émissions $Ly\alpha$ diffuses de 6 LAEs. Ces données atteignent une limite de sensibilité de $\sim 10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$ qui permet une analyse du CGM galaxie par galaxie. Par conséquent, la comparaison directe des propriétés des halos $Ly\alpha$ avec celles de leurs galaxies hôtes est maintenant possible. La méthode du *stacking* est en effet limitée à la comparaison des extensions moyennes de l'émission $Ly\alpha$ et du continu UV, toute information individuelle, i.e. propre à chaque galaxie, étant perdue. Les distributions spatiales individuelles de l'émission $Ly\alpha$ sont alors décomposées en deux composantes : une composante correspondant à la galaxie et une composante correspondant à l'émission diffuse, soit le halo. Un rayon caractéristique propre à l'émission diffuse r_{halo} est ainsi défini (cf. section 4.1). Les rayons caractéristiques des 21 halos $Ly\alpha$ détectés s'échelonnent de ≈ 1 à 7 kpc et sont en moyenne 10 fois plus grands que l'étendue spatiale du continu UV. Ainsi, d'après cette étude, les halos $Ly\alpha$ contiennent une grande fraction du flux $Ly\alpha$ total ($\approx 70\%$ en moyenne). De plus, aucune corrélation significative n'est reportée entre la galaxie hôte et son halo $Ly\alpha$. La table 1.1 répertorie les études principales des halos $Ly\alpha$ à grand redshift autour de galaxies à faible/intermédiaire masse (i.e. LAEs/LBGs).

Mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité de cette analyse des halos $Ly\alpha$ avec MUSE. L'un des objectifs étant d'augmenter de manière significative la taille de l'échantillon d'étude, l'analyse porte sur un champ plus grand : le "Hubble Ultra Deep Field" (UDF) observé par MUSE récemment (cf. section 2.2.2). Grâce à ces nouvelles observations, l'émission $Ly\alpha$ de plus de 500 objets a pu être analysée de manière individuelle et détaillée. Différents aspects de l'analyse des halos $Ly\alpha$ des LAEs de l'UDF sont reportés dans ce manuscrit ainsi que dans l'article (publié dans le journal *Astronomy & Astrophysics*) placé en annexe E.

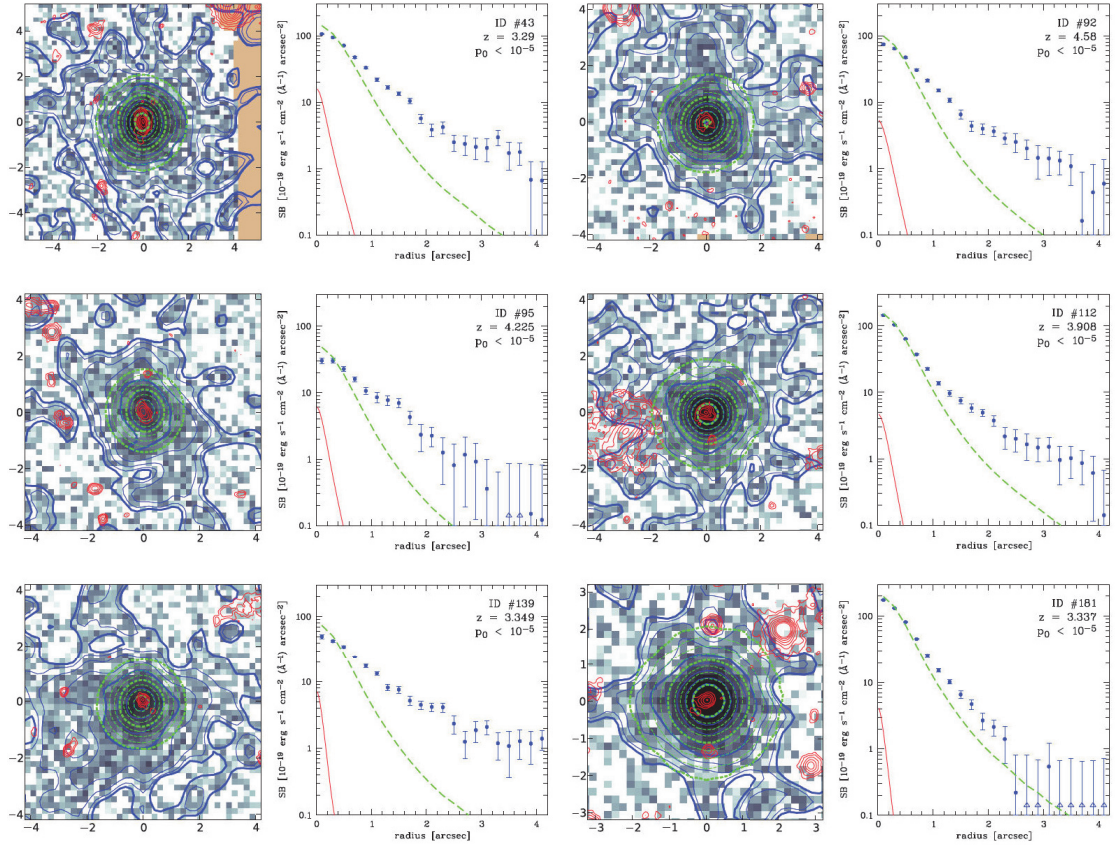


FIGURE 1.32 – Detections des halos Ly α dans l’HDFS par Wisotzki et al. (2016). *Pre-mière et troisième colonnes* : Images en bande étroite Ly α de galaxies individuelles (tailles des images en arcsecondes). Les contours bleus, verts et rouges représentent les niveaux de brillance de surface de l’émission Ly α , du continu UV correspondant, du continu UV HST. Les contours extérieurs indiquent une brillance de surface de $10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$. *Deuxième et quatrième colonnes* : Profils radiaux de brillance de surface respectant le même code couleur que les contours des images en bande étroite. Figure adaptée de la figure 4 de Wisotzki et al. (2016).

TABLE 1.1 – Compilation des études des halos $Ly\alpha$ autour de LAEs/LBGs à grand redshift

	Nombre / type	Redshift	rayon (caractéristique, r_s) des halos $Ly\alpha$	Méthode	Commentaires / résultats
Hayashino et al. 2004	22 LBGs	$z = 3.1$	< 40 kpc	<i>Stacking</i>	proto-amas de galaxies
Rauch et al. 2008	27 LAEs	$2.6 \leq z \leq 3.8$	~ 30 kpc	<i>Longslit</i>	régions peu denses (objets 10 fois moins brillants que S11)
Bond et al. 2010	8 LAEs	$z = 3$	< 2 kpc pas de halo significatif	<i>Stacking</i>	
Steidel et al. 2011 (S11)	92 LBGs	$z = \{2.751, 2.842, 3.09\}$	~ 80 kpc $r_s \approx 20$ kpc	<i>Stacking</i>	régions denses
Matsuda et al. 2012	2128 LAEs 24 LBGs	$z = 3.1$	$r_{sLAEs} = 9.1$ kpc dans régions peu denses $r_{sLAEs} = 20.4$ kpc dans régions denses $r_{sLBGs} \approx 18$ kpc	<i>Stacking</i>	la taille des halos dépend de l'environnement
Feldmeier et al. 2013	187, 241, 179 LAEs	$z = 2.06, 3.1, 3.12$	$r_s = 5-8$ kpc, pas de halo significatif	<i>Stacking</i>	Analyse détaillée des incertitudes
Jiang et al. 2013	43, 40 LAEs	$z \simeq 5.7, 6.5$	< 10 kpc pas de halo significatif	<i>Stacking</i>	SB limite $\sim 10^{-19}$ egs arcsec $^{-2}$ à 1σ
Momose et al. 2014	4488 LAEs	$z = \{2.2, 3.1, 3.7, 5.7, 6.6\}$	30-80 kpc $r_s = 5-10$ kpc	<i>Stacking</i>	Pas d'évolution significative de la taille des halos
Momose et al. 2016	3556 LAEs	$z = 2.2$	30-80 kpc $r_s = 7-16$ kpc	<i>Stacking</i>	Anti-corrélation entre la taille des halos et la luminosité $Ly\alpha$
Wisotzki et al. 2016	26 LAEs	$z = 3-6$	$r_{s\text{halo}} = 1-7$ kpc	Spec. 3D	détection de halos $Ly\alpha$ pour 21 LAEs individuels, $\sim 70\%$ du flux $Ly\alpha$ est dans le halo
Xue et al. 2017	1499 LAEs	$z \simeq 3.78, 2.66$	$r_s = 5-9$ kpc	<i>Stacking</i>	pas de corrélation entre la taille des halos et la densité, corrélation avec la luminosité $Ly\alpha$ et la magnitude UV
Leclercq et al. 2017 (submitted)	184 LAEs	$z = 3-6$	$r_{s\text{halo}} = 1- > 20$ kpc	Spec. 3D	détection de halos $Ly\alpha$ pour 145 LAEs (80% de l'échantillon), ubiquité des halos $Ly\alpha$, cf. chapitre 5 pour d'autres résultats

1.6 Organisation de la thèse

Dans ce manuscrit, je décris l'étude du milieu circum-galactique des galaxies distantes ($z > 3$) réalisée par l'intermédiaire de l'analyse des halos Ly α détectés dans les données profondes MUSE du champ ultra profond de Hubble.

Un premier chapitre (2) est dédié à la présentation des données utilisées dans cette analyse. Celui-ci comprend la description de l'instrument MUSE, une présentation du champ ultra profond de Hubble ainsi que le détail des observations réalisées avec MUSE. J'expose ensuite la stratégie adoptée pour la construction des catalogues d'objets détectés dans ces données. Cette section contient notamment une description de nos procédures de détection des sources et de mesure des redshifts.

Dans un deuxième chapitre (3), je montre la diversité des objets émettant en Ly α dans ces données. Nos méthodes d'extractions d'images du cube de données 3D MUSE sont ainsi détaillées et la présence d'émission étendue Ly α est mise en évidence.

Par la suite, et dans le but de caractériser plus précisément les halos Ly α , j'ai ajusté les distributions spatiales de l'émission Ly α par un modèle circulaire exponentiel. Le chapitre (4) a donc pour objectif de décrire le modèle utilisé ainsi que de définir les limites de cette procédure d'ajustement.

Dans le chapitre suivant (5), j'expose l'analyse détaillée des halos Ly α détectés de manière statistiquement significative dans nos données. Leurs propriétés sont caractérisées puis comparées à celle de la galaxie hôte. J'étudie ensuite l'évolution de ces halos avec le redshift pour finalement établir le lien entre leurs propriétés spatiales et spectrales.

Enfin, je propose, dans le dernier chapitre (6), une interprétation de ces résultats dans le contexte de l'étude du milieu circum-galactique.

2

Les champs profonds de MUSE

2.1	Le projet MUSE	37
2.1.1	Un projet européen	37
2.1.2	L'instrument	39
2.2	Les champs profonds observés par MUSE	41
2.2.1	Le champ Profond de Hubble Sud	41
2.2.2	Le champ Ultra Profond de Hubble	42
	Historique des observations de l'UDF	42
	L'UDF vu par MUSE	44
2.3	Les données MUSE	47
2.3.1	Réduction de données	47
2.3.2	Estimation de la PSF	49
2.3.3	Détection des sources	50
	Extraction des sources répertoriées dans le catalogue HST	50
	Détection "à l'aveugle"	51
2.3.4	Construction du catalogue de l'UDF MUSE	52
	Stratégie de mesure des redshifts	52
	Mesure des redshifts	52
2.4	Résumé de ce chapitre	55

L'analyse du milieu circum-galactique menée dans cette thèse est principalement réalisée sur des observations de l'instrument MUSE. Une présentation de cet instrument est donnée dans la première section 2.1 de ce chapitre. Celle-ci est suivie de la présentation des champs observés par MUSE et utilisés dans cette étude (cf. section 2.2). En tant que membre du consortium MUSE, j'ai participé à l'effort collectif déployé pour l'exploitation de la grande quantité de données générées par le temps d'observation garanti alloué au consortium (GTO pour "guaranteed time observation" en anglais). Les étapes de réduction de données, de détection des sources ainsi que la stratégie adoptée pour la construction des catalogues sont présentées dans la section 2.3.

2.1 Le projet MUSE

2.1.1 Un projet européen

MUSE est un instrument installé au foyer "Nasmyth" du télescope "Yepun", l'un des quatre télescopes de 8.2m de diamètre du VLT/ESO (pour "Very Large Telescope" et

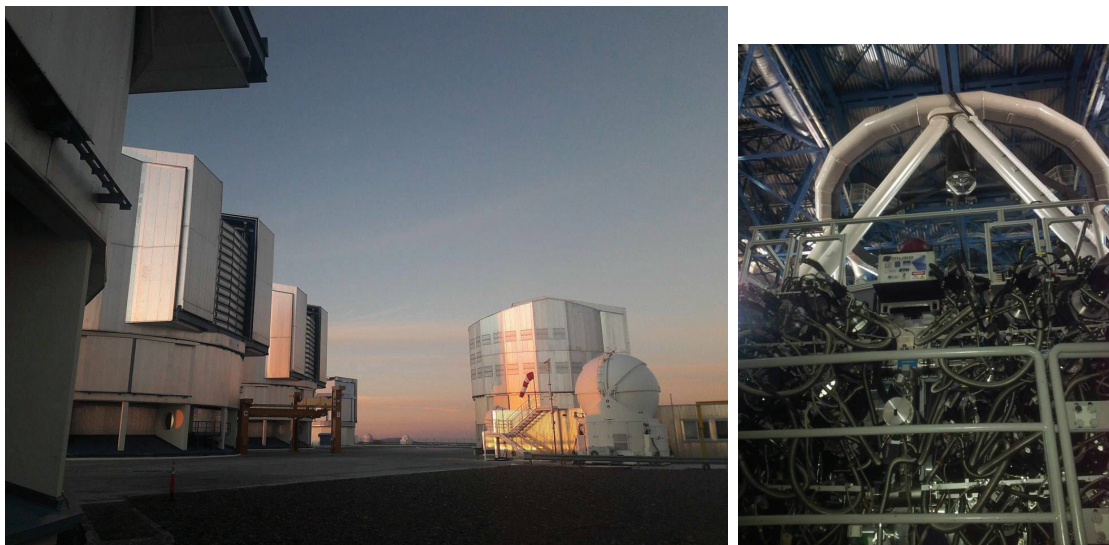


FIGURE 2.1 – Photographies du VLT (à gauche) et de MUSE (à droite) installé sur l'UT4 (au fond à droite de la photographie du VLT) que j'ai prises lors des observations que j'ai réalisé à Paranal pour le compte du consortium dans le cadre du temps garanti MUSE en aout/septembre 2016.

"European Southern Observatory") situés sur le Cerro Paranal dans le désert d'Atacama au Chili.

MUSE est un instrument de seconde génération pour le VLT. Il a été assemblé à Lyon, puis a rejoint le Chili et observé le ciel pour la première fois au début de l'année 2014 soit environ 10 ans après le début du projet. C'est grâce à l'expertise de 7 laboratoires européens (voir carte 2.2) :

- Le Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CRAL), France
- L'Institut Astrophysique de Postdam (AIP), Allemagne
- L'institut astronomique de Zurich, ETH Zurich, Suisse
- L'institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) de Toulouse, France
- L'observatoire de Leiden, Pays-Bas
- L'institut d'astrophysique de Göttingen, Allemagne
- L'observatoire européen austral (ESO)

que l'instrument a pu voir le jour et connaît aujourd'hui un tel succès. Ces laboratoires constituent le consortium MUSE. C'est en tout plus de 80 personnes qui, encore maintenant, travaillent ensemble à exploiter les données et à produire la science rendue possible grâce à MUSE. La collaboration a en effet obtenu 255 nuits soit environ 2040 heures ($\sim 8\text{h}/\text{nuit}$) de temps d'observation garanti (GTO). Ce temps a été partagé entre 12 projets différents dont un visant à observer des champs de manière très profonde (des dizaines d'heures) afin d'y détecter et d'étudier les galaxies les plus lointaines. Ce projet, auquel je participe, est appelé "MUSE-DEEP". D'autres projets consacrés par exemple à l'étude de quasars, amas globulaires, galaxies locales ou encore de champs soumis à l'effet de lentille gravitationnelle sont menés au sein de la collaboration.

Les membres du consortium se réunissent tous les six mois pendant une semaine afin de présenter leur travail ainsi que de partager leurs compétences et connaissances en travaillant ensemble sur les données de MUSE. En plus de ces semaines de travail, plusieurs membres du consortium partent régulièrement en mission d'observation. J'ai ainsi eu l'opportunité de me rendre à Paranal et d'observer avec MUSE.



FIGURE 2.2 – Carte des laboratoires du consortium MUSE (<http://muse.univ-lyon1.fr/spip.php?article99&lang=fr>).

2.1.2 L'instrument

MUSE est un spectrographe intégral de champs explorant l'Univers en 3 dimensions (3D). Ce type d'instrument permet en effet d'obtenir le spectre de chacun des pixels du champ observé produisant ainsi une image du champ pour différentes longueurs d'onde (cf. figure 2.4).

La spectrographie 3D a connu ses débuts en 1974 grâce à Brent Tully et son interféromètre de Fabry-Perrot 3D (voir le livre de Bacon and Monnet (2017) pour plus de détails sur la spectroscopie 3D). Jusqu'alors, les informations spatiales et spectrales étaient obtenues séparément par l'intermédiaire de deux instruments distincts : un imageur et un spectrographe, augmentant ainsi de manière significative le temps d'acquisition au télescope.

En plus de fournir une information 3D du champ observé, MUSE a l'avantage d'avoir une assez bonne résolution spectrale et spatiale. Un voxel (pixel 3D) représente une zone de $0.2'' \times 0.2''$ sur le ciel et correspond à 1.25\AA (soit $R \sim 3000$). Un cube de données MUSE couvre un champ large¹ de $1' \times 1'$ et à une couverture spectrale dans le visible de plus de 450 nm (475-930 nm). Ainsi, au total, pas moins de 360 millions de pixels (90,000 pixels spatiaux – ou spaxels – et tout autant de spectres de ~ 4000 pixels spectraux) sont enregistrés à chaque pose. Pour atteindre une telle résolution à si grand champ, 24 spectrographes sont en fait utilisés. Le schéma 2.3 illustre le principe optique de MUSE. Un jeu d'optique très sophistiqué découpe ("Field splitter" sur le schéma) puis sépare ("Field separator") la lumière du champ en 24 éléments horizontaux pour ensuite les faire parvenir dans les spectrographes (ou IFU pour "Integral Field Unit"). L'image y est ensuite découpée à nouveau (par le IDA pour "Image Dissector Array") en 48 éléments appelés "slices" (4 colonnes de 12 "slices") qui sont séparés par le FMA (pour "Focusing Mirrors Array"). La lumière provenant de chaque "slice" est ensuite dispersée en fonction de la longueur d'onde et dirigée sur un détecteur CCD de 16.8 millions de pixels (un exemple est montré sur la figure 2.10).

1. Un autre mode permettant d'observer un champ plus petit ("Narrow Field Mode" – NFM) est aussi disponible mais n'a pas été encore testé. Toutes les observations MUSE se font actuellement en mode large ("Wide Field Mode" – WFM).

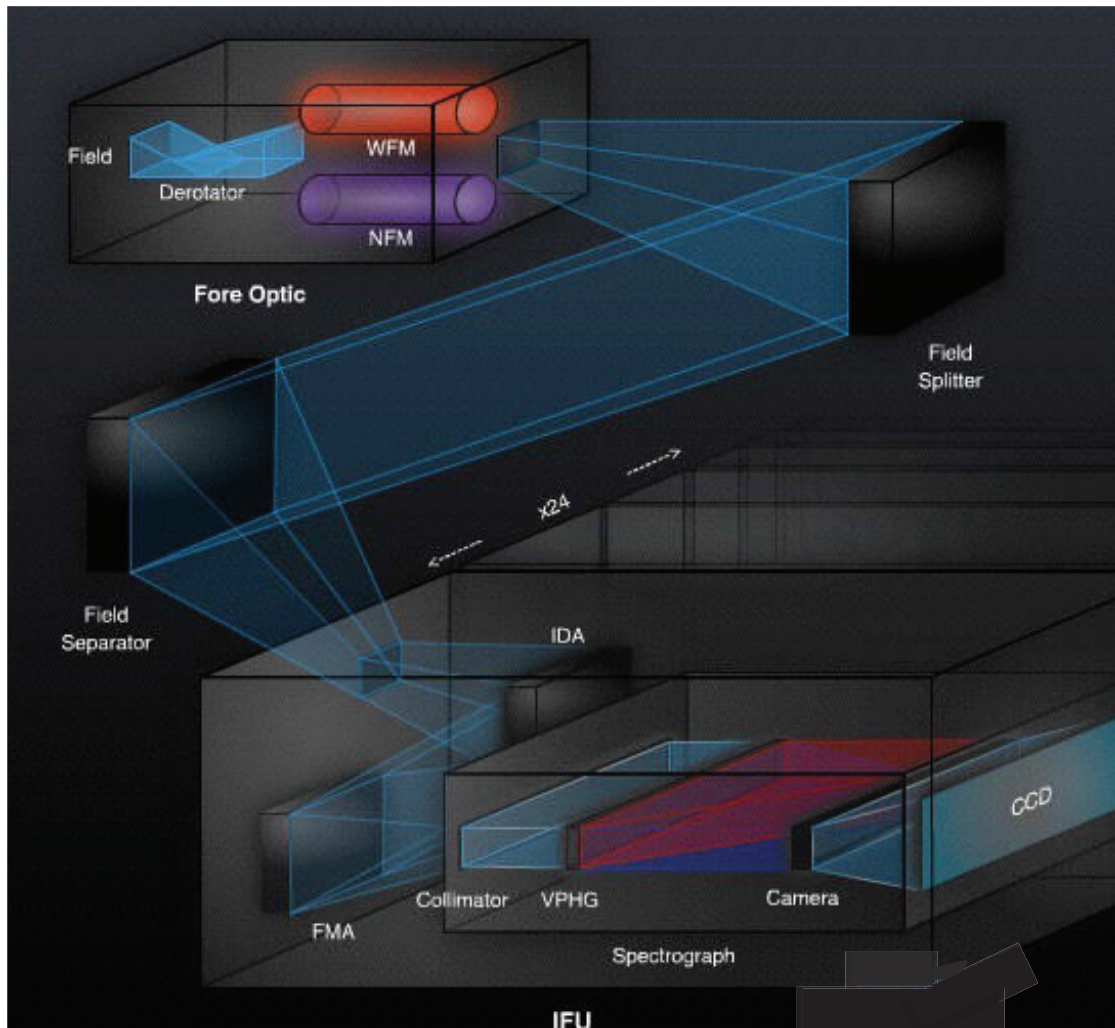


FIGURE 2.3 – Schéma optique de MUSE. La lumière entre en haut à gauche. La description est donnée dans le texte (2.1.2). Crédit : CRAL

Les données se présentent ainsi sous forme 3D : deux dimensions spatiales et une dimension spectrale, encore appelées "images hyperspectrales" dans d'autres domaines scientifiques. Une illustration est donnée sur la figure 2.4. La quantité de données obtenues ainsi que la complexité de l'instrument rend la procédure de réduction de données d'autant plus compliquée. Une brève description en est donnée dans la section 2.3. Ce format de données est particulièrement adapté aux observations réalisées "à l'aveugle", autrement dit, sans cible prédéfinie tel que les grands relevés. Un tel instrument constitue ainsi un outil puissant pour la découverte de nouveaux objets (cf. section 2.3.4 répertoriant les nouveaux objets détectés par MUSE). Une des motivations principales à sa construction est d'ailleurs la détection et l'étude de galaxies très distantes afin de comprendre leur formation et leur évolution. Afin d'augmenter nos chances de détecter ces galaxies très peu lumineuses, de très long temps d'exposition sont nécessaires. Les champs observés par MUSE dans cet optique sont présentés dans la section suivante. Un système d'optique adaptative permettant d'augmenter la qualité des observations en corrigeant en temps réel des effets de l'atmosphère est actuellement en phase de test au VLT. Celui-ci nommé "GALACSI" permettra de pousser en encore plus loin les performances de l'instrument et ainsi augmenter le nombre de galaxies détectées.

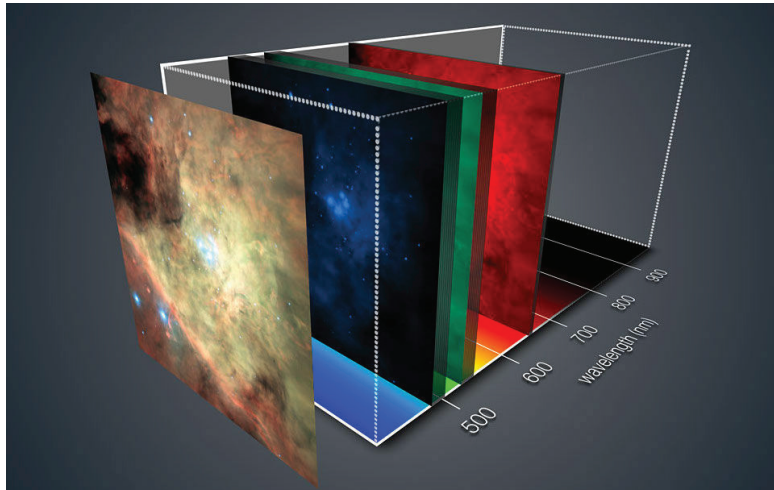


FIGURE 2.4 – Schéma illustrant le contenu d'un cube de données MUSE. La première image représente l'image couleur obtenue par combinaison de trois bandes du cube. Il s'agit ici d'observations de la nébuleuse d'Orion. Crédit : ESO/MUSE consortium

2.2 Les champs profonds observés par MUSE

Deux champs ont été observés par MUSE pendant de longs temps de pose ($>10\text{h}$) : le champ profond de Hubble Sud (2.2.1), observé lors de la phase de test de MUSE sur le VLT et le champ ultra profond de Hubble (2.2.2), observé dans le cadre du GTO.

2.2.1 Le champ Profond de Hubble Sud

Le champ profond de Hubble Sud (HDFS) a été observé avec MUSE pendant 6 nuits (entre fin juillet et début août 2014) lors des tests de mise en service de l'instrument (Bacon et al. 2015). Ce champ, observable en seconde partie de nuit à cette période, a en effet été choisi dans le but de tester les performances de MUSE et ainsi préparer les futures observations de champ profond (réduction de données, détection des sources, etc). Au total, 60 poses de 30 minutes ont été prises ce qui représente un temps d'intégration total de 27h (6 poses de mauvaise qualité n'ont pas été utilisées). L'image blanche du champ obtenue² est montrée sur le panneau gauche de la figure 2.5.

Comme son nom l'indique, ce champ a été observé pour la première fois par le HST en 1998 (Williams et al. 2000). Le panneau droite de la figure 2.5 montre l'emplacement du champ observé par MUSE par rapport à celui observé par le HST. Cette région a été choisie de manière à contenir une étoile brillante ($R=19.6$ – cercle bleu) dans le but de mesurer facilement la fonction d'étalement du point (PSF pour "Point Spread Function" en anglais) ainsi qu'une étoile bien placée pour assurer le bon suivi du télescope (cercle rouge). Ces données HST font, encore aujourd'hui, parties des images optiques/infrarouges les plus profondes obtenues ($V\sim 29$). La complémentarité des données du HST et de MUSE apparaît ainsi très intéressante. Wisotzki et al. (2016) par exemple a utilisé conjointement ces données pour étudier les halos des émetteurs $\text{Ly}\alpha$ détectés dans les données MUSE de l'HDFS.

J'ai commencé ma thèse en manipulant ce jeu de données. J'ai ainsi pu développer et tester ma méthode d'analyse sur ces données puis comparer avec les résultats de Wisotzki

2. La procédure de réduction de données employée est en partie détaillée dans la section 2.3.3. Il s'agit en effet de la même procédure utilisée pour la réduction des données de l'UDF mais sans les améliorations ajoutées récemment.

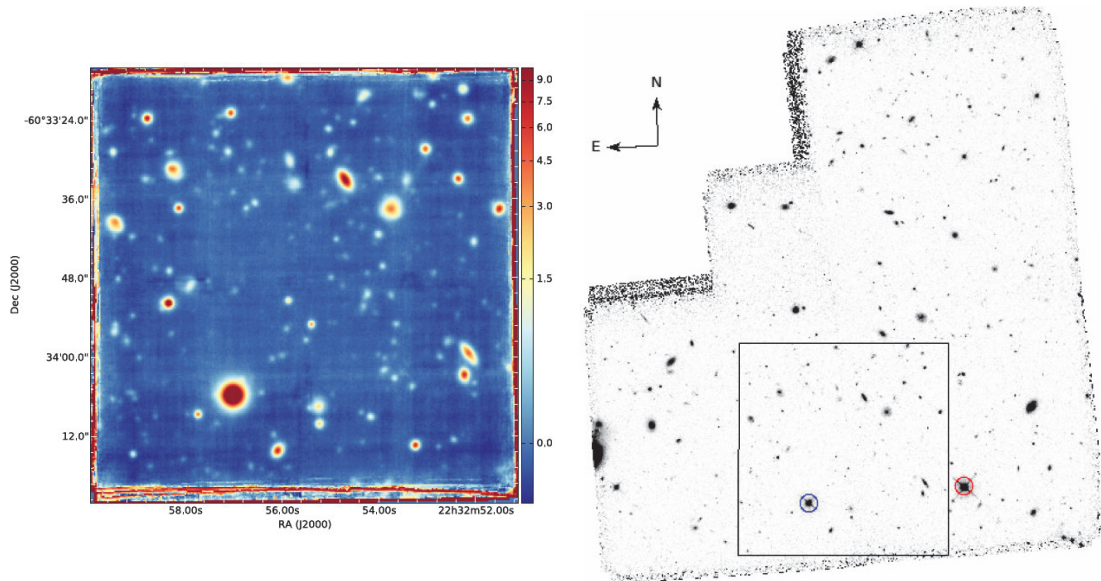


FIGURE 2.5 – À gauche : Image blanche MUSE du champ de l'HDFS. Le flux est exprimé en 10^{-21} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ pixel $^{-1}$. À droite : Emplacement du champ MUSE (carré noir) dans le champ de l'HDFS vu par le HST à travers le filtre F814W. Le cercle bleu indique une étoile brillante du champ et le cercle rouge l'étoile utilisée pour le guidage du télescope. Images extraites de Bacon et al. (2015).

et al. (2016). L'analyse des halos Ly α détectés dans ce champ ayant été réalisée et publiée, mon travail s'est rapidement focalisé sur l'analyse des halos dans les données MUSE du champ Ultra Profond de Hubble (UDF).

2.2.2 Le champ Ultra Profond de Hubble

Historique des observations de l'UDF

L'observation profonde du champ de l'UDF par MUSE a été principalement motivée par le fait que ce champ ait déjà été observé à de nombreuses reprises et dans différents domaines de longueur d'onde (allant des rayons X jusqu'aux ondes radios). Il s'agit en effet d'un des champs les plus riches en données permettant ainsi une analyse détaillée des objets s'y trouvant. Les observations de MUSE vont permettre d'enrichir encore plus la couverture spectrale des données en améliorant considérablement la résolution spectrale du domaine visible.

Le "Hubble Ultra Deep Field" a été observé pour la première fois en 2003 par la caméra ACS embarquée à bord du HST. Ce sont Beckwith et al. (2006) qui décident de sonder ce champ de 11 arcmin 2 situé dans le champ profond de Chandra Sud dans le but de détecter des galaxies distantes. Leur choix s'est porté sur ce champ car des données X-ray (obtenues par les télescopes spatiaux *Chandra* et *XMM-Newton*), infrarouges (*Spitzer Space Telescope* – Dickinson et al. 2004) et visibles (ACS (Giavalisco et al. 2004)) étaient déjà disponibles. De plus, le champ passe au zénith de la plupart des observatoires chiliens (VLT, Cerro Tololo, Gemini, Magellan, et ALMA) et est donc facilement observable. Le champ a aussi été configuré de manière à inclure une galaxie à redshift 5.8 et une supernova. Ainsi, après quatre mois d'observation (de septembre 2003 à janvier 2004), l'UDF est observé avec une profondeur de 1 million de secondes soit environ 270 heures

au travers de 4 filtres (F435W, F606W, F775W et F850LP). Il devient dès lors le champ le plus profond jamais observé et, par conséquent, la cible de nombreuses autres observations.

En 2009 notamment, une nouvelle caméra infrarouge nommée "Wide Field Camera 3" (WFC3/IR) est installée sur le HST. L'UDF est alors observé dans l'infrarouge proche (F105W, F125W et F160W) dans le cadre du programme appelé "HUDF09" qui se terminera en 2011 (investigateur principal : Garth D. Illingworth). Il permettra la découverte des galaxies les plus distantes connues à ce jour ($z > 7$ et jusqu'à $z \sim 10$ – e.g. Bouwens et al. 2011a,b). Ce programme est ensuite repris et complété (utilisation du filtre F140W) par l'équipe de Richard Ellis (investigateur principal) sous le nom de "HUDF12" (Ellis et al. 2013). De nouvelles galaxies distantes y sont alors découvertes (e.g. Dunlop et al. 2013; Bouwens et al. 2013). En 2013, Illingworth et al. (2013) prend l'initiative de combiner toutes les observations de l'UDF³ effectuées à partir des caméra ACS/WFC et WFC3/IR du HST – soit 10 ans d'observation (2002-2012) – et crée le champ extrêmement profond de Hubble (XDF pour "Hubble eXtreme deep field" en anglais) qui est encore aujourd'hui le champ le plus profond observé (sensibilité de 29.1 à 30.3 en magnitude AB). La figure 2.6 montre les différentes étapes de la construction de l'XDF (4 panneaux supérieurs) ainsi que les filtres utilisés dans le cadre des différents projets (panneau inférieur).

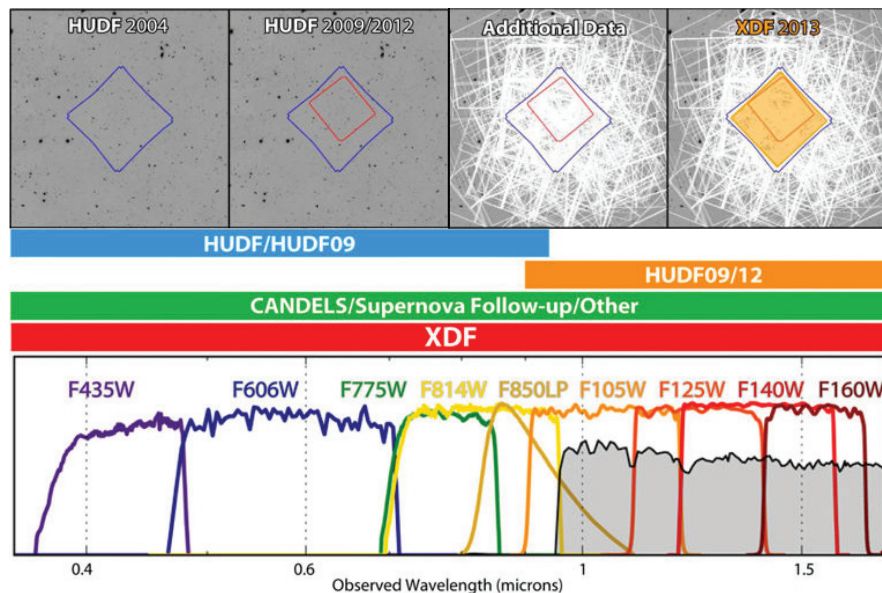


FIGURE 2.6 – *En haut* : Étapes de construction du champ de l'XDF de 2004 à 2013. Les champs des caméras ACS/WCS et WFC3/IR obtenus par les programmes d'observation de l'HUDF, HUDF09, HUDF12 et CANDELS sont montrés dans l'ordre chronologique. *En bas* : Filtres utilisés dans le cadre des différents projets. Figure adaptée des figures 1 et 2 de Illingworth et al. (2013).

Des observations ont aussi été faites en parallèle dans le proche UV ("UVUDF" – Teplitz et al. 2013) permettant l'étude de galaxies à redshift intermédiaire ($z \sim 1$ – Bond et al. 2014). Ainsi, avec l'arrivée de ces nouvelles données il a été nécessaire de construire un nouveau catalogue de l'UDF, le dernier datant de 2006 (Coe et al. 2006). Un catalogue basé sur les données de l'UVUDF, HUDF09, HUDF12 et CANDELS (soit 11 filtres – cf. panneau droit de la figure 2.7) est alors construit (Rafelski et al. (2015). L'image de l'UDF résultant de la combinaison de ces observations est montrée dans le

3. Les observations du champ CANDELS (Grogin et al. 2011; Koekemoer et al. 2011) qui se superposent à celle de l'UDF sont aussi utilisées.

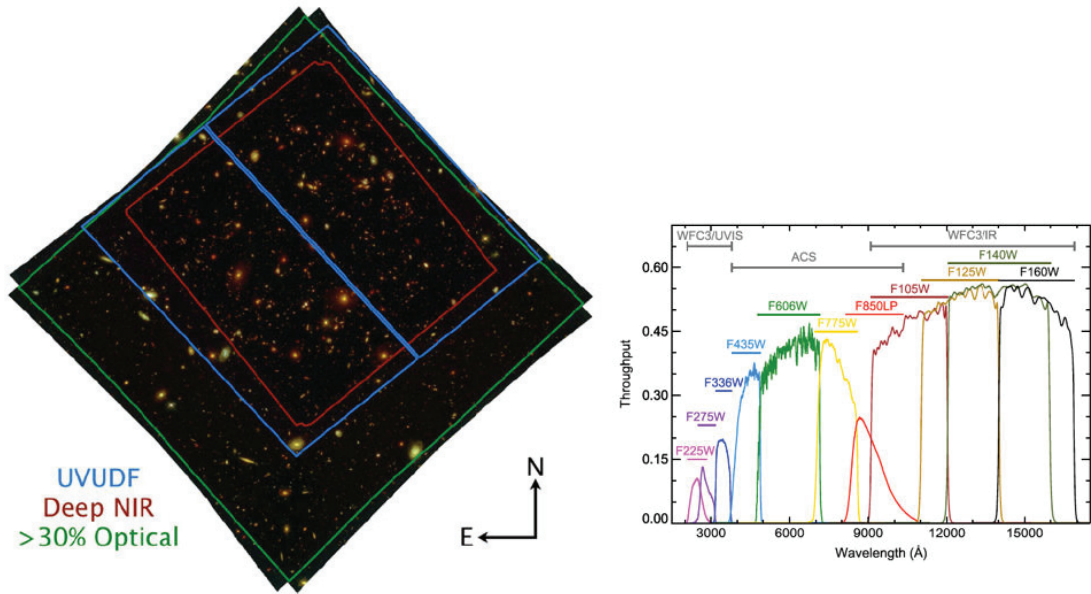


FIGURE 2.7 – À gauche : image couleur créée par combinaison des 11 filtres utilisés pour l’observation de l’UDF par les caméras WFC3/UVIS, ACS-WFC et WFC3/IR. La zone délimitée en rouge indique la couverture des observations en proche infrarouge, en bleue celle des observations UV et en vert la couverture dans le visible. À droite : Courbes de transmission des filtres du HST en fonction de la longueur d’onde. Images tirées des figures 1 et 2 de Rafelski et al. (2015).

panneau gauche de la figure 2.7. À partir de ces données, les redshifts photométriques de plus de 9927 objets (jusqu’à $z=8.4$) sont répertoriés, soit environ 2000 objets de plus que le catalogue précédent de Coe et al. (2006). Parmi ces objets, seuls 176 possèdent un redshift spectroscopique (voir la table 3 de Rafelski et al. (2015)), soit 2% de l’échantillon total. Ces redshifts spectroscopiques sont pourtant importants et même essentiels étant donné qu’ils permettent de calibrer les redshifts photométriques mesurés de part leur meilleure précision. L’idéal serait évidemment d’avoir le redshift spectroscopique et donc le spectre de chacun des objets détectés. MUSE promet une avancée considérable dans ce domaine. L’observation de l’HDFS par MUSE a par exemple permis d’augmenter le nombre de redshifts spectroscopiques connus d’un ordre de magnitude (Bacon et al. 2015) et de découvrir 26 nouveaux objets (voir la section 2.3.4 pour les chiffres de l’UDF).

L’UDF est encore la cible de nombreuses observations et ce, dans tous les domaines de longueurs d’onde – des rayons X aux ondes radios avec les télescopes *Chandra* (Luo et al. 2017), *XMM-Newton* (Comastri et al. 2011), *ALMA* (Dunlop et al. 2017), *Spitzer/IRAC* (Labbé et al. 2015), le *Very Large Array* (Rujopakarn et al. 2016) et aujourd’hui le *VLT* avec MUSE.

L’UDF vu par MUSE

Le champ profond de Hubble a été observé par MUSE dans le cadre du projet "MUSE-DEEP" créé par le consortium visant à observer une région très profonde du ciel afin d’y détecter et d’étudier les premières galaxies de l’Univers. MUSE a observé cette région du ciel pendant un an et demi entre septembre 2014 et février 2016 pour un total de 137h d’utilisation de télescope. Avec une efficacité de 85%, le temps d’exposition total est de 116h au total. Certaines poses de mauvaise qualité (passage d’un cirrus ou mauvais seeing) ayant été retirées, c’est finalement 278 poses de 25 minutes qui composent l’UDF

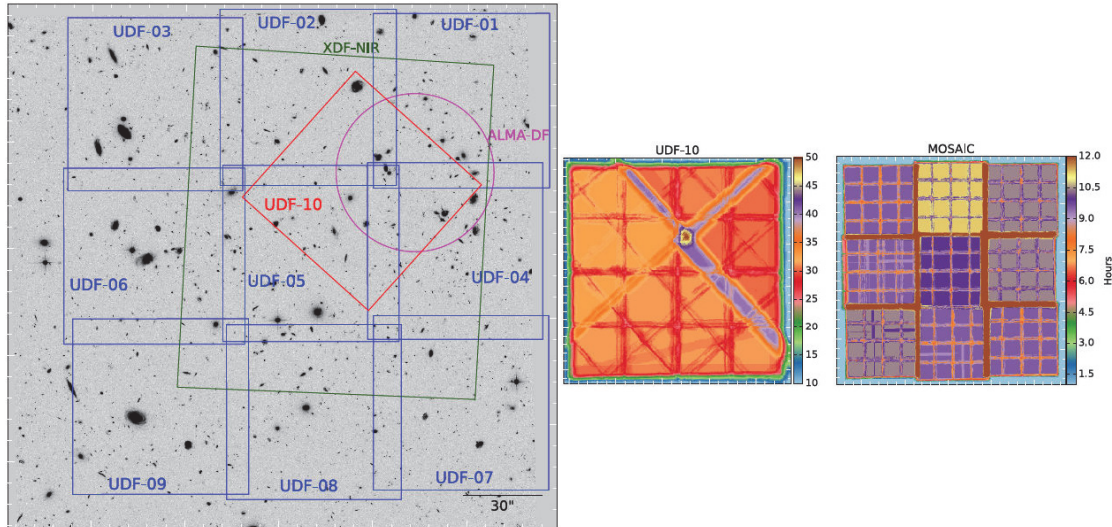


FIGURE 2.8 – À gauche : Emplacements des champs MUSE constituant le champ de la *mosaic* (bleu) et celui de l'*udf-10* (rouge) superposés à l'image HST F775W. Le rectangle vert représente l'XDF observé dans le proche infrarouge (XDF-NIR). Le cercle magenta indique une région observée avec ALMA. À droite : Cartes d'exposition finales (moyennées sur toutes les longueurs d'onde) exprimées en heures pour les données de l'*udf-10* (à gauche) et de la *mosaic* (à droite). Images extraites de Bacon et al. (2017).

de MUSE (Bacon et al. 2017). Les observations sont séparées en deux régions superposées d'une profondeur différente :

- une mosaïque carrée constituée de 9 champs MUSE (notés UDF-01 à UDF-09) couvrant une région de $3.15' \times 3.15'$ et d'une profondeur d'environ 10h en moyenne, dénommée *mosaic*,
- et une région centrale d'un seul champ MUSE (soit environ $1' \times 1'$) plus profonde qui, superposée aux données de la *mosaic*, atteint une profondeur totale de ≈ 30 h (comparable à la profondeur de l'HDFS). Ce champ est appelé UDF-10 (noté *udf-10*) et a été choisi de manière à (i) être situé dans le XDF (cf. section 2.2.2 et rectangle vert sur la figure 2.8), (ii) se superposer aux observations ALMA (cercle magenta sur la figure 2.8) et (iii) avoir une étoile brillante bien placée pour le guidage du télescope.

La configuration des 10 champs MUSE de l'UDF ainsi que leurs emplacements par rapport aux données HST (image ACS/WFC F775W) sont montrés sur le panneau gauche de la figure 2.8. Les cartes d'exposition des champs de la *mosaic* et de l'*udf-10* sont quant à elles montrées dans le panneau de droite.

Les images blanches de ces champs, après réduction de données (cf. section 2.3.3), sont montrées sur la figure 2.9. L'amélioration de la qualité des données entre l'*udf-10* et l'HDFS est clairement appréciable (panneau de droite) et témoigne des améliorations de la procédure de réduction de données. Le fond apparaît en effet beaucoup plus "plat" et les bords sont plus "propres". De plus, le spectre extrait dans une région vide du cube de l'*udf-10* apparaît beaucoup moins bruité que celui de l'HDFS. Les raies du ciel y sont notamment mieux soustraites.

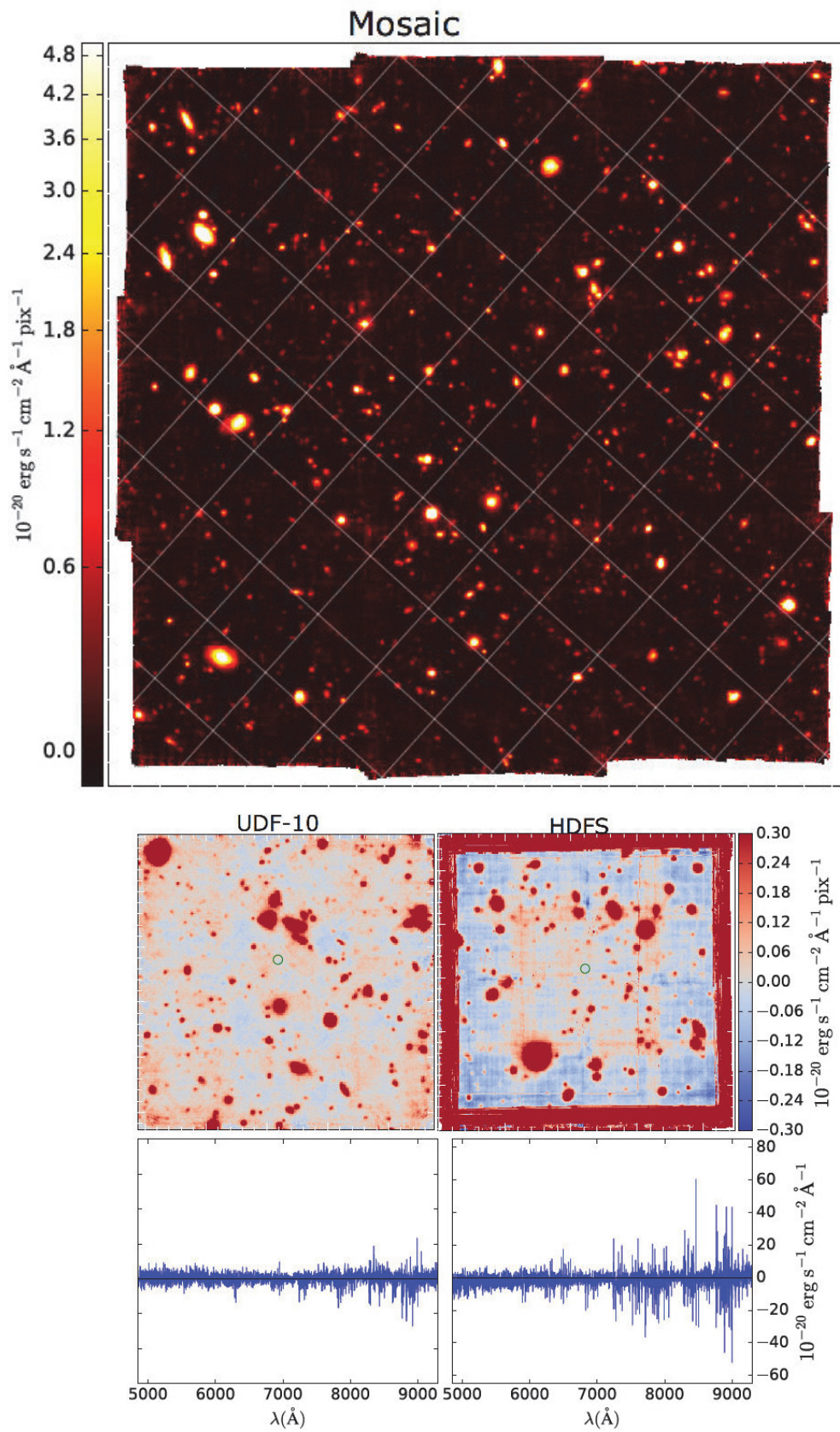


FIGURE 2.9 – À gauche : Image blanche du champ de la mosaïc. À droite : Images blanches des champs de l’udf-10 (à gauche) et de l’HDFS (à droite) pour comparaison. Le spectre extrait dans une région vide (cercle vert) de chacun des champs est montré en dessous. Figure 8 de Bacon et al. (2017).

2.3 Les données MUSE

Une fois les observations réalisées, un traitement visant à réunir et convertir les données des 24 CCDs (cf. figure 2.10) en un cube de données calibré (en longueur d'onde, en flux et en position) et corrigé des effets instrumentaux et atmosphériques est appliqué (2.3.3). Les données une fois "réduites", des logiciels de détection de sources sont lancés sur les cubes. Au total les redshifts de plus de 2000 objets doivent être mesurés. Une équipe d'une dizaine de personnes au sein du consortium est alors constituée. Notre stratégie pour la construction du catalogue de l'UDF est détaillée dans la section 2.3.4.

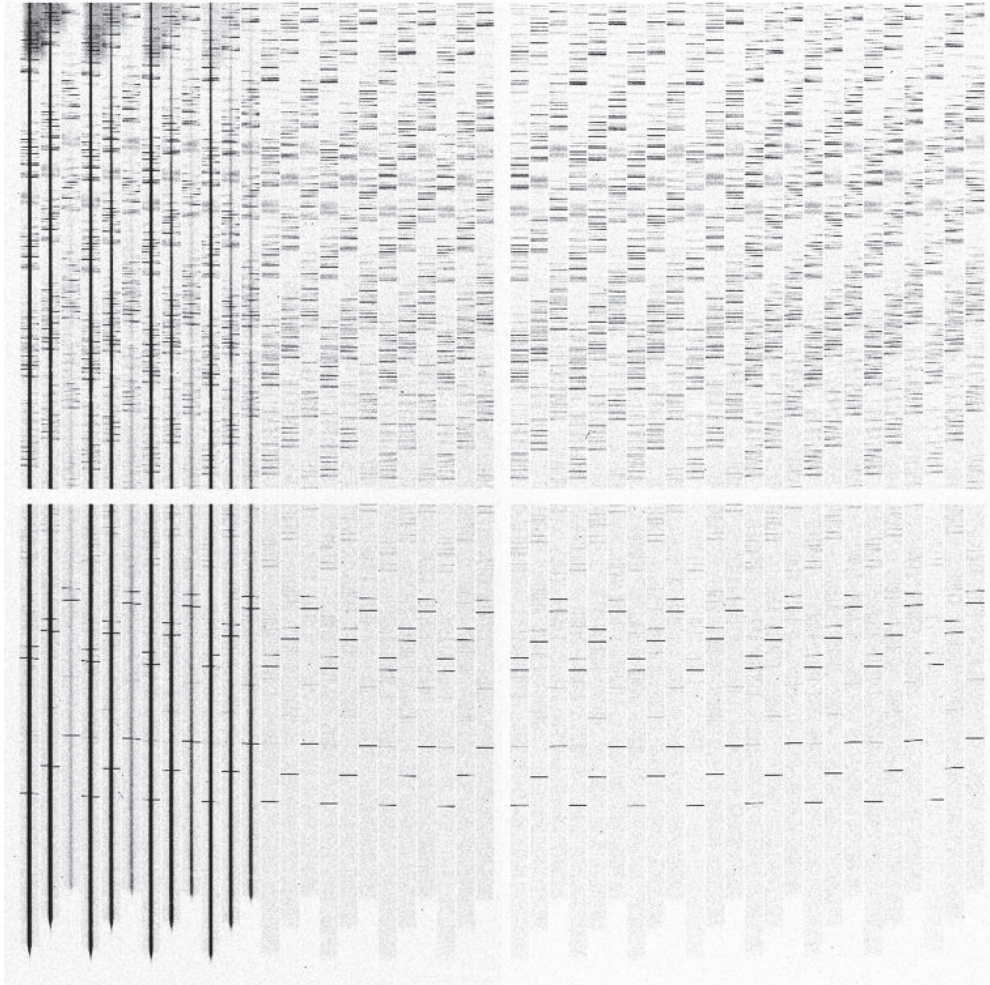


FIGURE 2.10 – Image d'un CCD (sur 24) d'une pose de 120s d'une étoile obtenue avec MUSE. Les 48 "slices" correspondent aux 48 "colonnes". La dispersion est verticale (le rouge en haut). Les raies du ciel sont visibles (traits horizontaux) dans la région des grandes longueurs d'onde. Les traits noirs verticaux correspondent au continu de l'étoile. Image extraite du manuel de réduction de données MUSE (v1.6.4).

2.3.1 Réduction de données

La réduction des données de l'UDF a été effectuée par Simon Conseil. La procédure employée est similaire à celle utilisée pour l'HDFS (Bacon et al. 2015) mais contient quelques améliorations permettant d'augmenter grandement la qualité finale des données (Conseil et al. 2016). Seules les grandes lignes de cette procédure sont présentées ici. Une description détaillée est donnée dans Bacon et al. (2017).

Dans un premier temps, les 278 poses sont réduites indépendamment via la routine standard de réduction de données MUSE (Weilbacher 2017) dont les étapes principales sont les suivantes :

1. La routine *scibasic* utilise les données de calibration générées le jour de l'observation afin de corriger chaque pose des effets instrumentaux :
 - Le *bias* correspond au courant de pré-charge introduit pour garantir un signal positif en cas de fluctuation de température ou de radiation. Il est constant dans le temps mais n'est pas uniforme. Il est estimé en prenant des poses très courtes, obturateur fermé. La moyenne de plusieurs poses constitue le "masterbias" qui est ensuite soustrait aux données.
 - Le *dark* ou "courant d'obscurité" est généré par l'agitation thermique qui libère des électrons en absence de photons incidents. Il est ainsi fonction de la température mais aussi du temps d'exposition. Cette correction est cependant négligeable pour les données MUSE étant donné que les détecteurs sont refroidis.
 - Le *flat* correspond au fait que chaque pixel donne une réponse différente à un même flux incident. Il est mesuré dans les mêmes conditions que les poses scientifiques avec une lumière la plus uniforme possible (sur le ciel au crépuscule ou à l'aube, sur le dôme fermé ou encore avec un écran). La moyenne de plusieurs poses constituent le "masterflat". La méthode classique consiste à diviser les données par ce masterflat. La correction effectuée directement sur les poses sciences "slice par slice" en prenant en compte le niveau du ciel (estimant en masquant les sources brillantes) permet cependant une meilleure élimination du signal instrumental (cf. Conseil et al. 2016 et section 3.1.2 de Bacon et al. 2017) et est donc utilisée ici (cf. figure 2.11).

Cette même routine (*scibasic*) permet ensuite de calibrer les données en longueur d'onde par l'intermédiaire de lampes de calibration et en position grâce à la "table de géométrie" qui permet de repérer la position de chaque "slice" dans le champ. Une table de pixels, appelée *pixtable*, est finalement créée pour chaque pose. Elle contient les informations de position, longueur d'onde, nombre de photons et variance de chaque pixel. Les pixels défectueux connus sont masqués.

2. La routine *scipost* permet ensuite d'effectuer les calibrations astrométrique et en flux de chaque *pixtable* ainsi que de soustraire la signature du ciel (estimée à partir de modèles de raies du ciel). Un cube de données (deux dimensions spatiales et une dimension spectrale) est ensuite créé à partir de chaque *pixtable*.
3. Le logiciel ZAP (Soto et al. 2016) est finalement utilisé sur les cubes de données de chaque pose afin de supprimer les résidus de raies du ciel mal soustraites. La différence entre l'image blanche obtenue avec et sans ZAP est montrée sur la figure 2.11. La figure 4 de Bacon et al. (2017) montre la comparaison de spectres extraits d'un cube de l'UDF traité et non-traité par ZAP démontrant son efficacité.

Les 227 cubes de données de la *mosaic* une fois réduits sont finalement combinés en moyennant les voxels (pixels 3D). Les voxels déviant à plus de 5σ (déviations absolues médianes) de la valeur médiane des voxels correspondants ne sont pas pris en compte. De plus, les zones de "découpe" (quadrillage visible sur les images de la figure 2.11), souvent de moins bonne qualité, sont masquées pour la fusion des cubes. Ce masquage nécessaire engendre cependant une diminution du temps d'exposition dans ces régions. La même procédure est réalisée pour la fusion des 51 cubes de données du champ de l'*udf-10* auxquels sont ajoutés 105 cubes de la *mosaic* se trouvant dans la même région. Les cubes finaux de la *mosaic* et de l'*udf-10* réduits ont une profondeur moyenne de 9.6 heures et 30.8

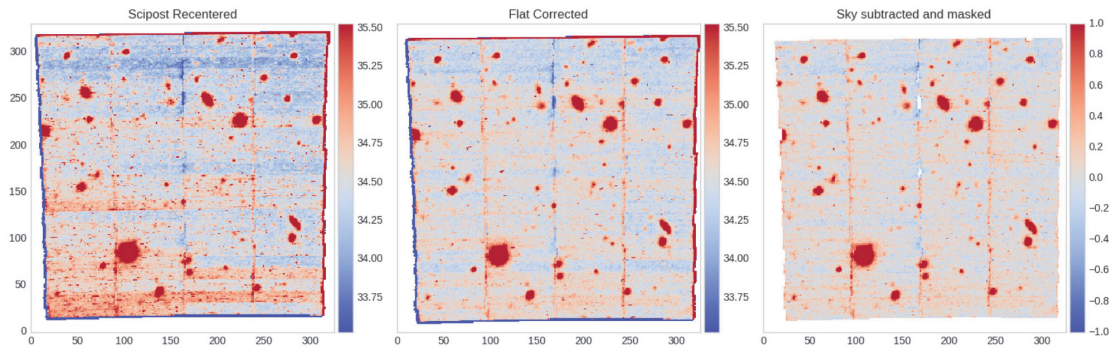


FIGURE 2.11 – Images blanches d’une pose de l’HDFS en sortie de la routine standard de réduction de données MUSE Weilbacher (2017) (*scibasic* et *scipost* – à gauche), avec la correction "slice" par "slice" (au milieu) et après la soustraction des résidus de raies du ciel par ZAP (Soto et al. 2016) (à droite). Figure 2 de Conseil et al. (2016).

heures respectivement. Les cartes d’exposition et images blanches des cubes sont données sur les figures 2.9 et 2.8.

La procédure de réduction des données MUSE est encore en développement et constamment améliorée. Récemment, une routine permettant de créer un *SUPERFLAT* et ainsi d’éliminer toutes les structures artificiellement créées par l’instrument (dont le "quadrillage" visible sur les images de la figure 2.11) a été testé et fonctionne. Avec cette nouvelle méthode, l’étape de masquage décrit ci-dessus n’est plus nécessaire. Le temps d’exposition aux intersections des "slices" n’est donc plus impacté et la profondeur des données devient homogène au sein du cube (à l’exception des bords). La qualité des données des objets se situant dans ces régions devrait ainsi être considérablement augmentée. Une nouvelle réduction des données de l’UDF est actuellement en cours. La version des cubes de l’*udf-10* et de la *mosaic* utilisée pour obtenir les résultats exposés dans ce manuscrit est la 0.42.

2.3.2 Estimation de la PSF

Une fois les données réduites, il est possible de mesurer leur résolution spectrale et spatiale encore désignée sous le nom de "fonction d’étalement du point" (PSF). Une bonne estimation de la PSF est en effet indispensable pour effectuer une analyse précise des données, notamment dans le cas de l’étude des galaxies distantes rarement résolues.

La résolution spectrale (LSF pour "Line Spread Function" en anglais) ne varie pas ou très peu avec les conditions atmosphériques et est donc estimée sur le cube final (et non sur chacune des poses). La procédure adoptée est décrite dans Bacon et al. (2017) (section 5.2). La LSF résultante varie assez peu avec la longueur d’onde et vaut entre 2.4Å et 3Å.

La résolution spatiale (FSF pour "Field Spread Function" en anglais) de MUSE est, quant à elle, plus compliquée à mesurer car elle dépend des conditions atmosphériques d’observations (appelé aussi "seeing") et de la longueur d’onde. Une autre difficulté vient du fait qu’une fraction importante des champs de l’UDF ne contiennent aucune étoile brillante permettant une mesure fiable et rapide de la FSF. Il a donc fallu développer une nouvelle méthode. Après plusieurs mois d’investigation, une méthode faisant appel aux images HST est développée : quatre images MUSE de même largeur spectrale que les quatre bandes HST se situant dans la région de longueur d’onde couverte par MUSE (F606W, F775W, F814W, F850LP) sont créées. L’idée est alors de créer une image combinée de chaque couple d’images HST/MUSE. La FSF de cette image combinée est par conséquent

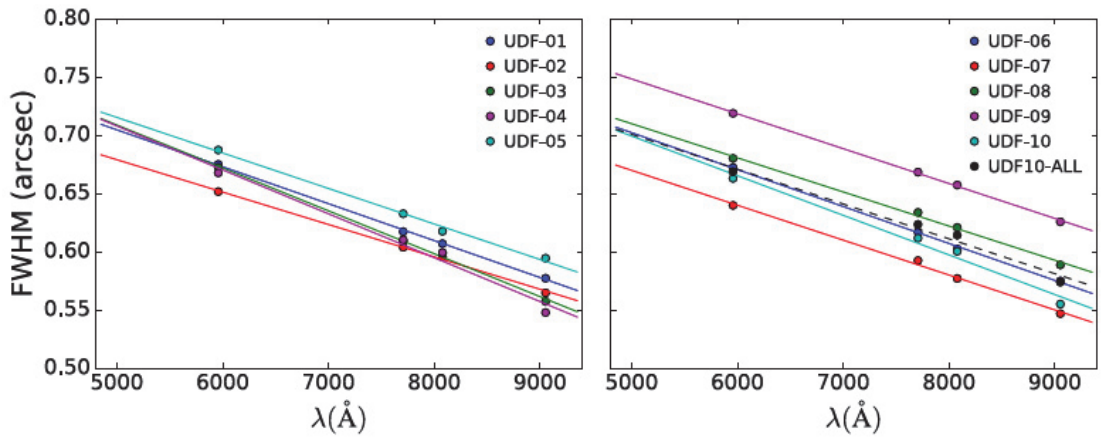


FIGURE 2.12 – FSF des différents champs de l’UDF. Les points correspondant aux valeurs de FWHM mesurées dans les quatre bandes de longueur d’onde correspondant aux images HST utilisées. Figure 14 de Bacon et al. (2017).

une combinaison des FSF du HST et de MUSE. La FSF du HST étant connue, il est alors possible de déduire la FSF MUSE dans le domaine de longueur d’onde considéré. Une description plus détaillée de la méthode est donnée dans Bacon et al. (2017). La FSF est ainsi décrite par une fonction moffat dont le paramètre β est fixé à 2.8 et la largeur à mi-hauteur (FWHM) est fonction de la longueur d’onde. La figure 2.12 montre cette relation pour les différents champs de l’UDF. Les points représentent les valeurs de FWHM mesurées dans les quatre bandes de longueur d’onde correspondant aux images HST utilisées. La résolution spatiale considérée pour l’analyse des halos Ly α est donc différente et calculée pour chaque objet étudié. La FSF moyenne des données de l’UDF est de l’ordre de 0.6''.

2.3.3 Détection des sources

Les cubes maintenant réduits et caractérisés, il est possible de les explorer. L’exploration consiste principalement en la détection et l’extraction des sources⁴ dans le but de mesurer leur redshift et leurs principales propriétés. Ces caractéristiques seront ensuite regroupées dans un catalogue mis à la disposition de la communauté (cf. section 2.3.4). Deux approches sont alors considérées :

- l’extraction des sources à partir des positions connues des objets détectés dans les données HST et répertoriés dans le catalogue de Rafelski et al. (2015)
- l’extraction des sources détectées "à l’aveugle" (i.e. sans a priori sur leur position) dans les cubes MUSE.

Extraction des sources répertoriées dans le catalogue HST

Le catalogue des objets de l’UDF détectés dans les données HST compte 9927 sources. Certaines sources, proches spatialement dans les images HST, ne sont pas différenciables dans les données MUSE étant donné la différence de résolution spatiale (facteur

4. Pour chaque source détectée dans les cubes de l’UDF, un fichier *fits* appelé "fichier source" est créé. Il contient un "sous-cube" de l’objet découpé dans une fenêtre spatiale de 25×25 pixels² (soit $5'' \times 5''$), l’image blanche et les images en bandes étroites des raies d’émission détectées, des spectres, les cartes de segmentation ainsi que toutes les informations connues de l’objet. Ce format facilite la manipulation et l’analyse des objets.

7). Les objets séparés de moins de $0.6''$ sont donc considérés comme un seul et même objet. 6288 objets sont ainsi extraits des cubes MUSE.

Détection "à l'aveugle"

L'analyse du cube de l'HDFS a montré que MUSE est très performant pour la détection des raies d'émission. La recherche de nouvelles sources dans ce format 3D de données a nécessité le développement de logiciels de détection adaptés. Plusieurs outils ont ainsi été créés dont `ORIGIN` (Mary et al. prep), utilisé pour l'exploration des cubes de l'UDF.

`ORIGIN` est un algorithme qui filtre le cube avec des "atomes" 3D (typiquement de taille $13\text{pix} \times 13\text{pix} \times 20$ pixels spectraux) à la recherche d'un signal statistiquement significatif. Les signaux (i.e. raies d'émission) détectées appartenant au même objet sont ensuite regroupées et un catalogue contenant les informations des objets détectés (position spatiale, position des raie(s) détectée(s), atome ayant permis la détection, p-valeurs des tests statistiques, etc) est finalement généré en sortie de l'algorithme. Une description détaillée de `ORIGIN` est donnée dans Bacon et al. (2017) et prochainement dans Mary et al. (prep).

Au total, 1557 objets ont été détectés grâce à cet algorithme (306 dans le cube de l'`udf-10` et 1251 dans celui de la `mosaic`) dont 160 nouveaux objets ne figurant pas dans le catalogue HST. Parmi ces nouveaux objets, 72 ne sont pas visibles sur les images HST. Un exemple est montré dans la figure 2.13. Les cartes de segmentation HST de ces objets sont créées avec l'algorithme `NoiseChisel` (Akhlaghi and Ichikawa 2015) qui a été conçu pour détecter des objets à très faible brillance de surface. En cas de détection, la magnitude HST est calculée dans l'ouverture détectée sinon une valeur limite supérieure est mesurée dans une ouverture circulaire de $0.5''$ de diamètre (voir Bacon et al. (2017) pour plus de détails).

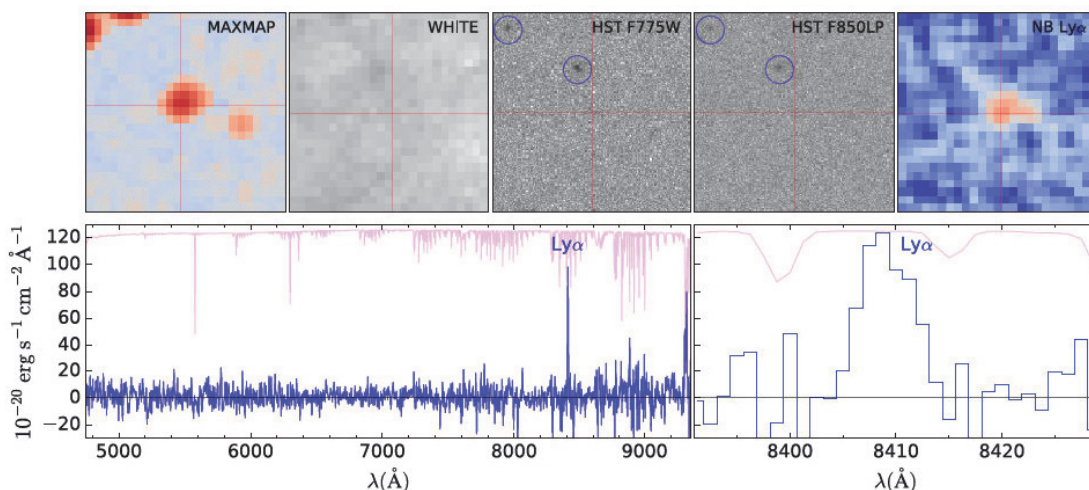


FIGURE 2.13 – Exemple d'un objet (#6326) découvert par `ORIGIN` et invisible dans les images HST. *En haut* : la carte de détection de `ORIGIN`, l'image blanche MUSE, les image HST F775W et F850LP et l'image en bande étroite $\text{Ly}\alpha$. *En bas* : Spectre de la source détectée (à gauche) et zoom sur la raie $\text{Ly}\alpha$ (à droite). Le spectre rose correspond à l'erreur du spectre (inversé et décalé pour l'affichage). Figure 23b de Bacon et al. (2017).

2.3.4 Construction du catalogue de l'UDF MUSE

Ainsi, plus de 7800 (6288+1557) objets sont maintenant à analyser pour construire le catalogue MUSE de l'UDF.

Stratégie de mesure des redshifts

Alors que tous les objets de l'udf-10 sont analysés, une limite en magnitude ($F775W < 27$ mag) a été imposée pour les objets de la *mosaic* dans le but d'optimiser notre procédure de mesure des redshifts. La figure 2.14 montre les magnitudes et redshifts des objets de l'udf-10 pour lesquels un redshift a été mesuré. D'après les résultats d'analyse des objets de l'udf-10, la majorité (87%) des objets à $z < 3$, et donc pour lesquels un redshift a pu être déterminé, vérifie cette condition. La majorité des objets moins brillants (70%) sont quant à eux détectés par ORIGIN. Cette limite en magnitude devrait ainsi permettre de réduire le nombre d'objet à analyser sans impacter considérablement le nombre de redshifts mesurés.

Ce critère en magnitude est seulement imposé aux objets extraits à partir de leur position dans le catalogue HST. Les objets détectés par ORIGIN sont tous analysés. Plus de détails sont donnés dans Inami et al. (2017). La figure 2.14 montre aussi que ORIGIN permet la détection d'objets très faibles en continu UV (carrés rouges).

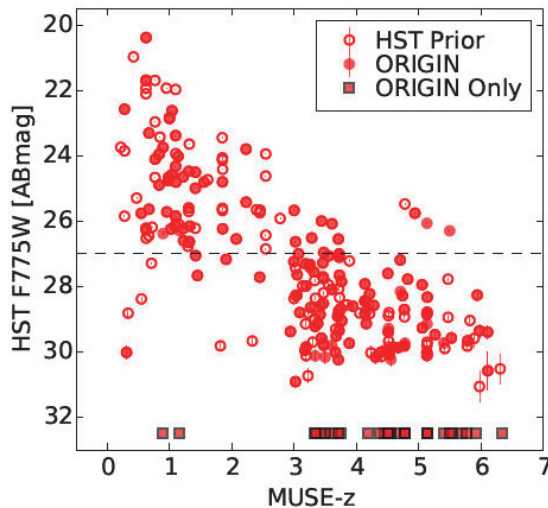


FIGURE 2.14 – Magnitude UV des objets de l'udf-10 pour lesquels un redshift a pu être déterminé. Les cercles indiquent les objets répertoriés dans le catalogue du HST, les points les objets détectés par ORIGIN et présent dans le catalogue du HST et les carrés les objets découverts par ORIGIN. La ligne horizontale pointillée indique la limite en magnitude imposée pour la mesure des redshift des objets de la *mosaic* extraits à partir de leur position dans le HST. Figure 9 de Inami et al. (2017).

Le nombre d'objets à analyser visuellement est alors réduit à 2398 objets : 1147 (contre 6288) objets extraits à partir de leur position HST et 1251 objets détectés par ORIGIN.

Mesure des redshifts

Les mesures de redshift des objets extraits à partir du catalogue HST et ceux détectés par ORIGIN ont été réalisées de manière indépendante. Ainsi deux équipes d'investigateurs ont été constituées :

- 3 personnes pour l'analyse des objets extraits via leur position HST (6 pour l'udf-10 car il s'agit de notre échantillon de référence). Les 1147 objets de la mosaic sont répartis équitablement entre deux équipes de trois personnes.
- 2 personnes sont chargées de la mesure de redshift des objets détectés par ORIGIN.

Chaque personne mesure ainsi les redshifts des objets qui lui ont été confiés de manière indépendante. Des sessions de "réconciliation" sont ensuite organisées entre groupe de travail pour discuter des cas de discordance et prendre une décision. Enfin, une personne au moins est ensuite chargée de vérifier tous les redshifts pour consolider les catalogues des deux champs.

Les mesures de redshift ont été optimisées et semi-automatisées grâce au développement du logiciel MARZ. MARZ tente de déterminer le redshift d'un objet en comparant son spectre à des modèles de spectres existants. Si le redshift proposé par MARZ ne convient pas à l'utilisateur, celui-ci peut le modifier de manière interactive grâce à son interface graphique (voir figure 2.15). MARZ a été adapté pour réunir et faciliter la visualisation des informations nécessaires à la détermination des redshifts de l'UDF (e.g. affichage des images HST – voir Inami et al. 2017 pour plus de détails). Une fois la solution de redshift approuvée, un niveau de confiance ('CONFID') de 3 à 1 lui est attribué. Les critères utilisés sont les suivants :

- CONFID=3 : le redshift est sécurisé, il a été déterminé en s'appuyant sur plusieurs formes spectrales.
- CONFID=2 : le redshift est sécurisé mais ne s'appuie que sur une forme spectrale dont la nature est certaine (e.g. raie Ly α asymétrique)
- CONFID=1 : le redshift n'est pas sécurisé, il a été déterminé grâce à une seule forme spectrale dont la nature est incertaine.



FIGURE 2.15 – Interface graphique du logiciel MARZ utilisé pour mesurer le redshift des objets de l'UDF. MARZ propose une solution (à partir de la comparaison du spectre de l'objet avec des modèles de spectre) que l'utilisateur peut modifier directement dans l'interface. Un niveau de confiance doit ensuite être attribué au redshift grâce aux boutons de couleurs sur la gauche.

La nature des objets ('TYPE') est aussi déterminée. Elle correspond généralement à la raie la plus intense :

- TYPE=0 : étoile
- TYPE=1 : galaxie locale (détection de la raie H_α)
- TYPE=2 : émetteur OII
- TYPE=3 : galaxie présentant des raies d'absorption
- TYPE=4 : émetteur CIII
- TYPE=5 : émetteur OIII
- TYPE=6 : émetteur $Ly\alpha$
- TYPE=7 : autre

Une fois les objets caractérisés, la valeur des redshifts est ensuite affinée par la modélisation de la raie d'émission principale réalisée par l'algorithme PLATEFIT (Tremonti et al. 2004; Brinchmann et al. 2008). L'ajustement des raies permet aussi d'en déduire les mesures de flux qui apparaîtront dans le catalogue final.

Finalement, 1338 redshifts ont été mesurés avec un bon indice de confiance ($CONFID \geq 2$). Parmi ces objets, 1206 sont visibles dans les images HST et 132 sont des émetteurs "purs" découverts par ORIGIN. La distribution des redshifts spectroscopiques des objets de l'UDF (udf-10 et mosaic) sont montrées sur la figure 2.16. Ainsi, les émetteurs $Ly\alpha$ et OII sont majoritairement détectés dans les données de l'UDF.

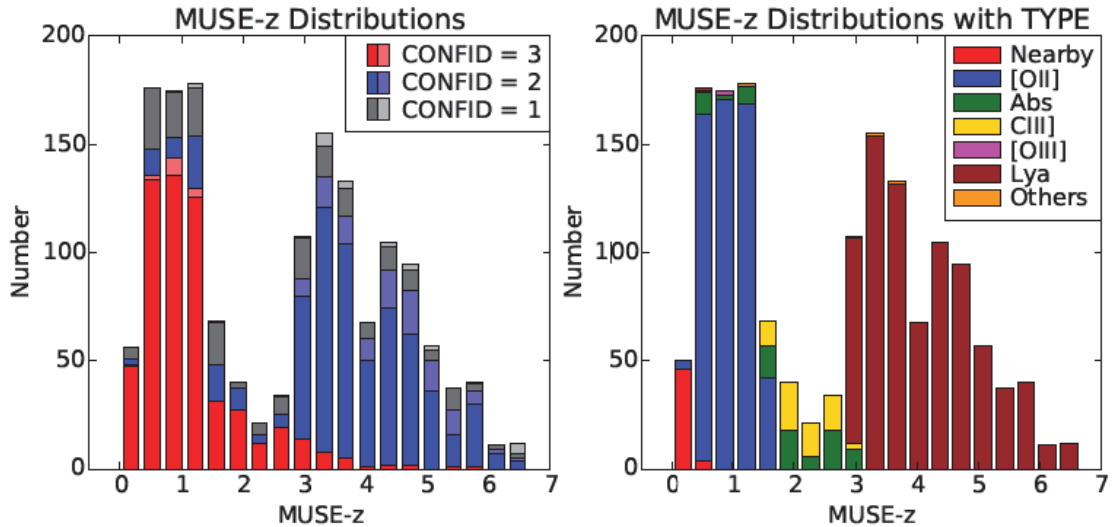


FIGURE 2.16 – Distribution en redshift spectroscopique des objets détectés dans l'UDF colorée en fonction du niveau de confiance (à gauche) et du type d'objet (à droite). Figure adaptée de Inami et al. (2017).

Les catalogues des champs de la *mosaic* et de l'*udf-10* regroupant toutes les informations relatives à chacun des objets ont été créés. La dernière version à ce jour, qui est aussi celle utilisée dans cette étude, est basée sur les versions d'extraction des sources 0.30 et 0.31 de la *mosaic* et de l'*udf-10* respectivement. Comme indiqué à la fin de la section 2.3.3, les données de l'UDF sont entrain d'être réduites à nouveau de manière optimisée. L'amélioration de la qualité des données pourra alors permettre la découverte de nouveaux objets et la mesure de nouveaux redshifts.

2.4 Résumé de ce chapitre

Dans ce chapitre a été présenté le projet européen MUSE grâce auquel le spectrographe intégral de champ MUSE, décrit dans la section 2.1, a pu le voir le jour. Les stratégies d'observation et exploitation des données obtenues dans le cadre du programme "MUSE-DEEP" du consortium, auquel j'ai participé durant ma thèse, ont été détaillées dans les sections 2.2 et 2.3. Le choix des champs profonds observés par MUSE dans le cadre de ce programme a été justifié et l'historique de leurs observations présenté. De plus, le cheminement du traitement des données depuis leur acquisition à l'élaboration des catalogues d'objets en passant par la détection et la caractérisation des sources, que j'ai eu l'opportunité de suivre et voir évoluer durant trois ans, est aussi détaillé.

Ces étapes d'exploration et de caractérisation des données (Bacon et al. 2017; Inami et al. 2017) sont essentielles à l'analyse des données et donc des études qui vont en découler. L'analyse du milieu circum-galactique par exemple, que j'ai réalisé durant ma thèse par l'intermédiaire de l'étude des halos Ly α , est basée sur ces données et donc sur ces étapes de traitement et de caractérisation. Un grand nombre d'autres études du programme "MUSE-DEEP" ont ainsi pu être réalisées :

- L'étude des redshifts photométriques MUSE par Brinchmann et al. (2017),
- L'étude des propriétés des émetteurs CIII par Maseda et al. (2017),
- L'étude cinématique des galaxies résolues spatialement ($z \approx 0.2 - 0.8$) par Guérou et al. (2017),
- La construction et l'analyse de la fonction de luminosité Ly α par Drake et al. (2017),
- L'étude des vents galactiques via l'émission Fe ii* par Finley et al. (2017),
- L'étude de l'évolution du taux de fusion des galaxies jusqu'à $z \sim 6$ par Ventou et al. (2017),
- L'analyse des largeurs équivalentes Ly α des galaxies de l'UDF par Hashimoto et al. (2017).

La quantité des études et des résultats publiés grâce aux données MUSE, par le consortium mais aussi par la communauté (e.g. Swinbank et al. 2015; McLeod et al. 2016; Webb et al. 2017; Fumagalli et al. 2017; Cikota et al. 2017), témoignent du succès de l'instrument et de ses incomparables performances. L'étude des halos Ly α des émetteurs Ly α de l'UDF commence dès le prochain chapitre.

3

Présentation des halos Ly α vus par MUSE

3.1	L'échantillon d'étude	58
3.1.1	Sélection	58
3.1.2	Objets particuliers	59
3.2	Construction des images	60
3.2.1	Image en bande-étroite Ly α extraite du cube MUSE	60
3.2.2	Image de l'émission du continu UV des galaxies "hôtes"	62
	À partir du cube MUSE	62
	À partir des images HST	63
3.3	Propriétés Lyα et UV	67
3.3.1	Distribution en redshift	67
3.3.2	Flux/Luminosité Ly α	67
3.3.3	Magnitude UV	68
3.4	Mise en évidence du caractère étendu de l'émission Lyα	68
3.4.1	Appréciation visuelle	68
3.4.2	Profils radiaux de brillance de surface	69
3.5	Diversité des halos Lyα	69
3.5.1	Les différents systèmes de galaxies	69
3.5.2	Les tailles des halos individuels	70
3.5.3	Dé-centrage entre les émissions Ly α /UV	72
3.5.4	Les différents profils spectraux	73
3.6	Résumé de ce chapitre	76

Ce chapitre a pour objectif de présenter la diversité des halos Ly α détectés dans les cubes de données MUSE de l'UDF. Après avoir détaillé la procédure de sélection appliquée pour la construction de mon échantillon d'étude (section 3.1), je présente la méthode d'extraction des images nécessaires à l'analyse dans la section 3.2. Afin d'étudier la distribution spatiale de l'émission Ly α , et notamment son caractère étendu au regard du continu UV de la galaxie hôte, il est en effet nécessaire de construire une image correspondant à chaque émission puis de les comparer. La comparaison se fera visuellement mais aussi par l'intermédiaire de profils radiaux de brillance de surface construits à partir des images (section 3.4). La section 3.5 présente de nombreux exemples de halos dans le but de mettre en lumière leurs disparités tant spatialement que spectralement.

3.1 L'échantillon d'étude

3.1.1 Sélection

Mon échantillon d'étude a été construit à partir des catalogues de l'UDF (**udf-10** et **mosaic**) dont la construction ainsi que la composition sont détaillées dans le chapitre précédent (2.3.4) et dans Inami et al. (2017). Les critères appliqués à la sélection des objets pour cette étude sont les suivants :

1. Le but étant d'étudier l'émission $Ly\alpha$, j'ai dans un premier temps sélectionné tous les objets classés comme "émetteur $Ly\alpha$ " (**TYPE=6**) ayant une mesure de redshift fiable (**CONFID>1**) afin de limiter toute contamination. L'échantillon "parent" est ainsi constitué de 155 et 620 galaxies dans le champ de l'**udf-10** et de la **mosaic** respectivement.
2. 20 et 25 objets, dans le champ de l'**udf-10** et de la **mosaic** respectivement, ont ensuite été retirés car ils se situaient trop près des bords des cubes MUSE et, par conséquent, limitent l'étude de l'étendue spatiale des halos. De plus, la qualité des données est très réduite aux bords du cube (temps d'exposition plus faible, voir section 2.3). Les distances minimales imposées sont de 3'' et 4'' pour l'**udf-10** et la **mosaic** respectivement. Les objets de l'**udf-10** peuvent être plus proches des bords du cube car, celui-ci ayant été combiné avec les pauses de la **mosaic**, ses bords sont de meilleure qualité.
3. Parmi les objets restants, 36 (7 dans l'**udf-10** et 29 dans la **mosaic**) ont été retirés de l'échantillon manuellement car leur image en bande étroite s'est avérée être contaminée par une galaxie voisine à un redshift différent ou par une raie du ciel. C'est généralement le cas des LAEs situés non loin de la ligne de visée d'une galaxie étendue très brillante dont le continu a mal été soustrait (voir section 3.2.1 pour la procédure de soustraction du continu). L'objet #391 est donné en exemple dans la figure 3.1. Dans ce cas précis, le spectre de l'émetteur $Ly\alpha$ intégré dans le rayon r_{CoG} (cf. section 3.5.2 pour la définition de ce rayon) est contaminé par le continu résiduel de la galaxie voisine, ce qui a une incidence directe sur la mesure de flux et par conséquent sur les profils de brillance de surface (voir section 3.4.2). Il est aussi possible que l'image soit contaminée par une raie d'émission se trouvant dans la même bande spectrale que l'émission $Ly\alpha$. C'est le cas de l'objet #344 montré sur cette même figure 3.1 (au milieu). Son image $Ly\alpha$ apparaît en effet contaminée par l'émission CIII d'un objet de redshift différent. Ici le spectre du LAE n'est pas contaminé (l'émetteur CIII se trouvant à l'extérieur de r_{CoG}) donc le flux ne sera pas impacté, cependant le profil radial ainsi que la modélisation de la distribution $Ly\alpha$ (cf. chapitre 4) risquent d'être perturbés. Enfin, parfois la raie $Ly\alpha$ d'une galaxie est située trop près d'une raie du ciel (très souvent le cas pour les objets à redshift supérieur à 5). L'exemple donné sur la figure 3.1 (en bas) est celui d'une galaxie très distante ($z=6.63$) dont l'image $Ly\alpha$ est contaminée par une raie du ciel. Les mesures (flux, profil radial, modélisation 2D) devenant très incertains, ces objets sont retirés de l'échantillon.

Nous obtenons ainsi un échantillon de 128 et 566 galaxies émettant en $Ly\alpha$ dans le champ de l'**udf-10** et de la **mosaic** respectivement. Les deux champs étant superposés, certaines galaxies (70) sont par conséquent comptées deux fois. Finalement, en retirant les "doublons", notre échantillon final est constitué de 624 LAEs.

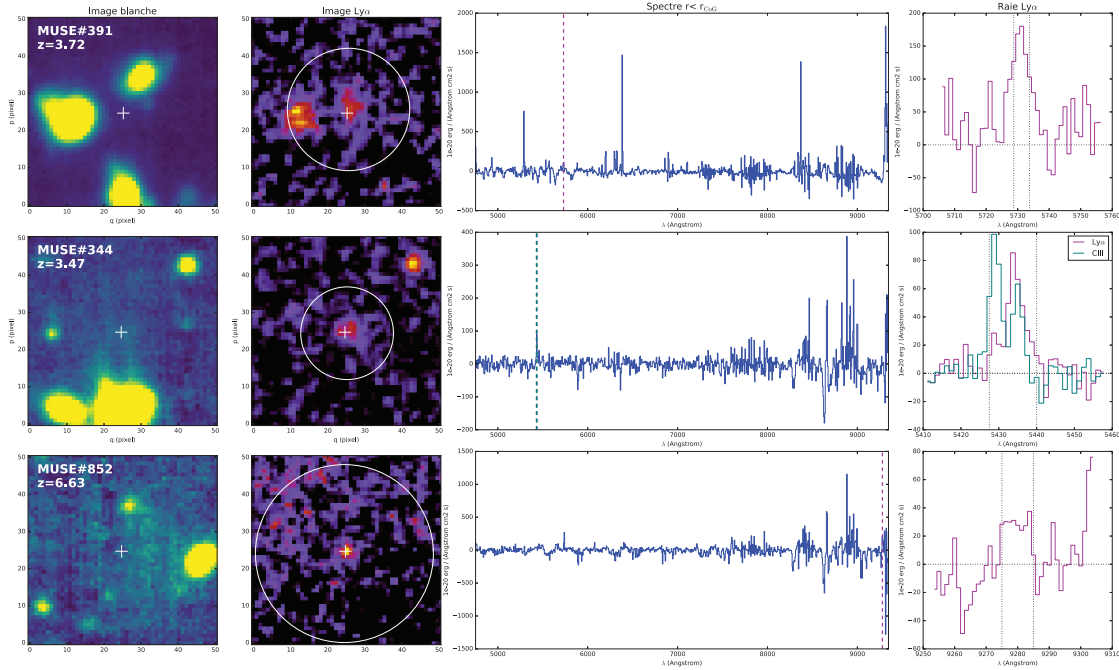


FIGURE 3.1 – 3 exemples de galaxies (un par ligne) dont l'image en bande étroite est contaminée par le résidu de continu d'une galaxie brillante proche (en haut), par une raie d'émission d'un objet voisin (au milieu) et par une raie du ciel (en bas). La première colonne montre les images blanches MUSE centrées sur la galaxie étudiée dont l'ID et le redshift sont indiqués en haut à gauche. La deuxième colonne correspond aux images Ly α créées dans une bande spectrale de largeur indiquée par les lignes verticales pointillées sur la raie Ly α (et sur l'émission CIII, en vert, pour l'objet #344 – dernière colonne). La position de la raie au sein du spectre MUSE est indiquée par la ligne verticale pointillée rose (troisième colonne). Le cercle blanc dessiné sur l'image Ly α (deuxième colonne) correspond au rayon r_{COG} indiquant l'extension maximale détectée de l'émission (voir section 3.3.2 pour sa définition exacte).

3.1.2 Objets particuliers

Parmi ces 624 galaxies certaines sont très proches (en projection et en redshift) les unes des autres constituant ainsi un système de deux voire trois LAEs. En définissant comme "systèmes multiples" les galaxies (i) séparées de moins de 50 kpc en projection et (ii) ayant une vitesse différentielle de moins de 1000 km s^{-1} (mesurée sur le pic de la raie Ly α ou sur le pic "rouge" si la raie est double – voir section 3.5.4 pour des exemples de raies doubles), j'ai ainsi répertorié 29 paires et 8 systèmes triples dans l'UDF. De plus, 12 galaxies montrent, en plus d'une raie d'émission, un profil d'absorption Ly α . On trouvera plus d'informations ainsi que des illustrations de ces objets particuliers dans la section 3.5.1.

La figure 3.2 donne la localisation de toutes les LAEs du catalogue de l'UDF et résume la sélection de notre échantillon. Les LAEs de l'échantillon sont répartis de façon assez homogène dans le champ démontrant l'ubiquité des émetteurs Ly α dans l'UDF. Un plus grand nombre d'objets est aussi détecté dans la région de l'*udf-10* en raison de sa plus grande profondeur (~ 3 fois plus profond).

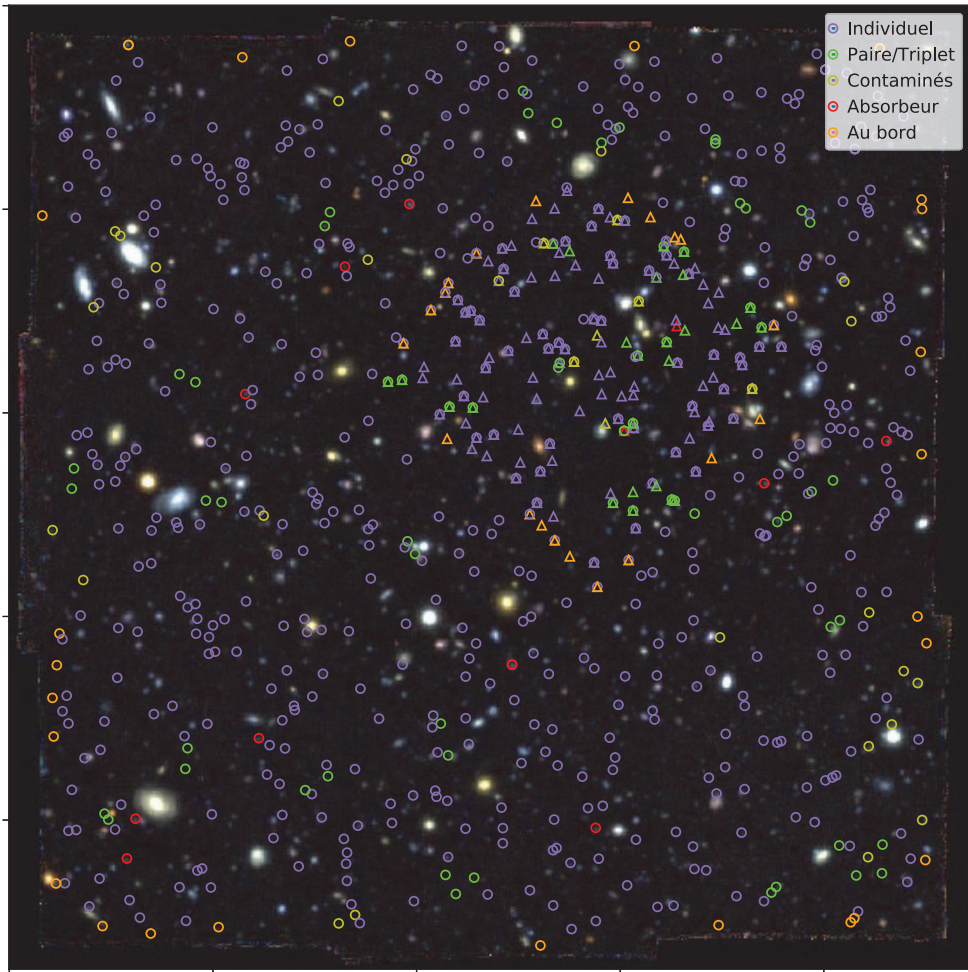


FIGURE 3.2 – Carte de l'échantillon de LAEs dans l'UDF observé par MUSE (image trois couleurs en fond). Les cercles correspondent aux objets détectés dans le cube de la mosaic tandis que les triangles correspondent à ceux détectés dans celui de l'udf-10. Les galaxies retirées de l'échantillon sont représentées en orange (objets trop proche des bords) et en jaune (objets contaminés). Les systèmes multiples (paires et triplets de LAEs) et les absorbeurs $\text{Ly}\alpha$ sont indiqués en vert et rouge respectivement. Les LAEs individuels sont eux colorés en violet.

3.2 Construction des images

L'étape suivante après la construction de l'échantillon de galaxies est l'étude de leur distribution spatiale en $\text{Ly}\alpha$. Pour cela, il faut extraire du cube de données MUSE une image en bande étroite correspondant à l'émission $\text{Ly}\alpha$. Notre objectif étant aussi de comparer cette distribution à celle du continu UV de la galaxie, la construction d'une image en continu UV est elle aussi nécessaire.

3.2.1 Image en bande-étroite $\text{Ly}\alpha$ extraite du cube MUSE

Avant d'extraire l'image en bande étroite $\text{Ly}\alpha$ du cube de données MUSE nommé \mathcal{C} , une étape de pré-traitement visant à supprimer le continu est opérée. Une manière classique de supprimer le continu d'un image en bande étroite est de lui soustraire une autre image en bande étroite décalée en longueur d'onde constituant ainsi l'image du

continu. Cette méthode n'a pas été appliquée ici. En effet, le cube de données MUSE permet une méthode similaire et plus rapide consistant à appliquer un filtre médian dans la direction spectrale et ce, dans une grande grande fenêtre spectrale (200Å), afin de "gommer" les raies d'émission. L'avantage de cette méthode est qu'il suffit de l'appliquer une seule et unique fois sur le cube de données MUSE pour obtenir un cube de continu (C_{cont}) et par conséquent un cube ne contenant que des raies $C_{\text{raies}} = C - C_{\text{cont}}$. La suite du travail d'extraction de l'image Ly α porte sur le cube de raies C_{raies} .

Dans le cas de l'émission Ly α et de part son caractère étendu, l'extraction d'une image en bande étroite d'un cube de données est délicate et peut s'effectuer de multiples manières en fonction du cas d'étude. En effet, qui dit image en "bande-étroite" dit choix d'une fenêtre spectrale sur laquelle s'effectuera la sommation des images monochromatiques. Le choix de cette fenêtre spectrale correspond généralement à la largeur à mi-hauteur de la raie Ly α , or pour extraire la raie en question du cube de données, il faut choisir au préalable une ouverture spatiale sur laquelle sommer les spaxels (i.e. pixels spatiaux) pour obtenir le spectre. Cette ouverture doit alors prendre en compte l'extension spatiale Ly α à priori inconnue. Pour maximiser le flux Ly α il faut donc prendre une grande ouverture au risque d'y ajouter du bruit et donc de diminuer le signal sur bruit de la raie Ly α .

Dans notre contexte, étant donné que nous souhaitons détecter l'émission Ly α à grande distance de la galaxie, il est crucial d'obtenir une image en bande étroite de la meilleure qualité possible, autrement dit avec un rapport signal sur bruit (S/B) optimal. La procédure d'extraction optimisée de l'image Ly α est ainsi résumée :

1. Un sous-cube de C_{raies} est extrait dans une ouverture spatiale circulaire de 2'' de rayon (soit 10 pixels MUSE) et sur une bande spectrale de 20Å (8 pixels spectraux MUSE) centrée sur le pic de la raie Ly α $\lambda_{\text{Ly}\alpha}$ (déterminé par le redshift donné dans le catalogue). L'ouverture spatiale est choisie pour n'être ni trop grande (pour ne pas dégrader la raie par l'ajout de bruit), ni trop petite (pour inclure l'émission étendue s'il y en a, toujours en minimisant la dégradation de la raie). La largeur spectrale est quant à elle choisie de manière à représenter la majorité des largeurs de raies Ly α de l'échantillon ainsi qu'à limiter le temps de calcul (cf. prochaine étape). La largeur spectrale utilisée pour les objets ayant des raies plus larges que 20Å (raies doubles) a été ajustée manuellement.
2. Une fois le sous-"cylindre" de rayon 2'' sur 20Å (ou plus large en cas de raie double) créé, la bande spectrale "optimisant" le S/B de l'image Ly α est déterminée de manière itérative, c'est-à-dire en créant successivement les images et en calculant leur S/B sur toutes les bandes spectrales possibles entre $[\lambda_{\text{Ly}\alpha} - 10\text{Å}]$ et $[\lambda_{\text{Ly}\alpha} + 10\text{Å}]$. La figure 3.3 montre le S/B de l'image Ly α obtenue dans les différentes bandes spectrales $[lmin, lmax]$ pour une certaine galaxie. Dans cet exemple, la bande spectrale générant l'image de meilleure qualité (dans l'ouverture de rayon 2'') est $[\lambda_{\text{Ly}\alpha, \text{pix}-4}, \lambda_{\text{Ly}\alpha, \text{pix}+3}]$ pixels soit $[\lambda_{\text{Ly}\alpha}-5, \lambda_{\text{Ly}\alpha}+3.75]$ Å.

Les largeurs spectrales ainsi obtenues pour la création des images Ly α de l'échantillon sont comprises entre 2.5Å et 20Å (respectivement 2 et 16 pixels spectraux MUSE) et valent en moyenne 6.25Å. La fenêtre spatiale choisie est de 10'' \times 10'' afin de permettre l'étude de l'émission étendue Ly α à grande distance autour de la galaxie hôte.

Les figures 3.6 et 3.7 montrent quelques exemples (un par ligne) de source Ly α rencontrées dans les cubes de données MUSE. La première colonne montre l'image HST de la source, la deuxième colonne l'image blanche MUSE (obtenue par sommation sur toutes les longueurs d'onde du cube), la troisième colonne est un zoom sur la raie Ly α et montre la bande spectrale utilisée (zone violette) pour créer l'image Ly α "optimisée" (quatrième colonne).

Cette procédure d'optimisation peut, en contre partie, engendrer une perte de flux. En effet, dans certains cas (e.g. objet #1185 figure 3.6), la raie n'est pas entièrement comprise dans la bande spectrale utilisée (zone colorée en violet) pour la construction de l'image $\text{Ly}\alpha$. La figure 3.4 montre le rapport entre le flux calculé sur l'image optimisée et le flux total calculé en considérant toute la largeur de la raie (voir section 3.3.2 pour la mesure du flux total). La perte de flux engendrée s'avère être de moins de 15% (valeur médiane) mais peut atteindre plus de 50% dans certains cas.

Par ailleurs, la comparaison entre l'image blanche et l'image en bande étroite $\text{Ly}\alpha$ (figures 3.6 et 3.7) témoigne de la qualité de notre procédure de soustraction du continu. Comme il a été souligné dans la section 3.1, ce n'est cependant pas toujours le cas puisqu'il arrive que le continu de galaxies très brillantes soit mal soustrait et, par conséquent, contamine l'image $\text{Ly}\alpha$ (voir l'exemple donné en haut de la figure 3.1). Dans ce cas, l'objet n'est pas inclus dans l'échantillon d'étude.

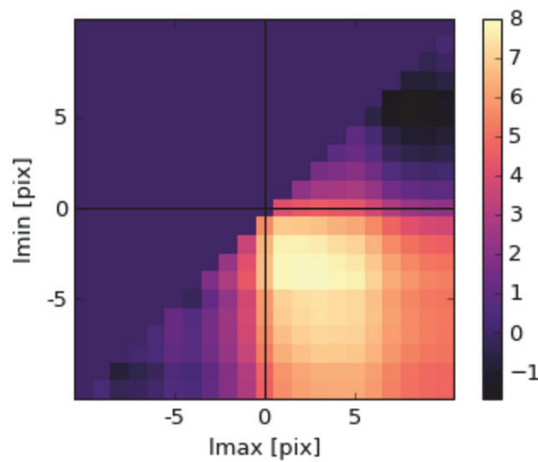


FIGURE 3.3 – Carte de S/B des images $\text{Ly}\alpha$ selon la bande spectrale d'intégration. L'origine (0,0) correspond au pic de la raie $\text{Ly}\alpha$, $lmin$ indique le nombre de pixels à gauche du pic de la raie et $lmax$ celui à droite de la raie. $[lmin, lmax]$ définie la bande spectrale utilisée et le S/B de l'image correspondante est donné par le code couleur.

3.2.2 Image de l'émission du continu UV des galaxies "hôtes"

À partir du cube MUSE

Afin de comparer l'extension spatiale de l'émission $\text{Ly}\alpha$ de la galaxie avec celle du continu UV, il nous faut aussi créer une image du continu UV. Il apparaît, à première vue, naturel d'extraire cette image du cube de données MUSE filtré $\mathcal{C}_{\text{cont}}$. Cependant, quelques difficultés limitent l'utilisation de ce "continu MUSE", les principales raisons étant que (i) seules peu de galaxies ont une détection significative de continu dans $\mathcal{C}_{\text{cont}}$ et (ii) l'émission continue des galaxies brillantes est très souvent contaminée par celle d'un objet voisin brillant (le mélange des sources étant fréquent à la résolution spatiale de MUSE). Dans la plupart des cas, un masquage des sources voisines est alors nécessaire bien que pas toujours possible (cf. image blanche de l'objet #1185 sur la figure 3.6).

Afin de contourner ces limitations et d'appliquer le même traitement à toutes les galaxies de l'échantillon, une solution est d'utiliser le continu UV détecté par le HST. En plus d'être beaucoup plus sensible à la détection du continu (voir section 4.3.4), son incomparable résolution spatiale permet de séparer plus facilement les sources entre elles.

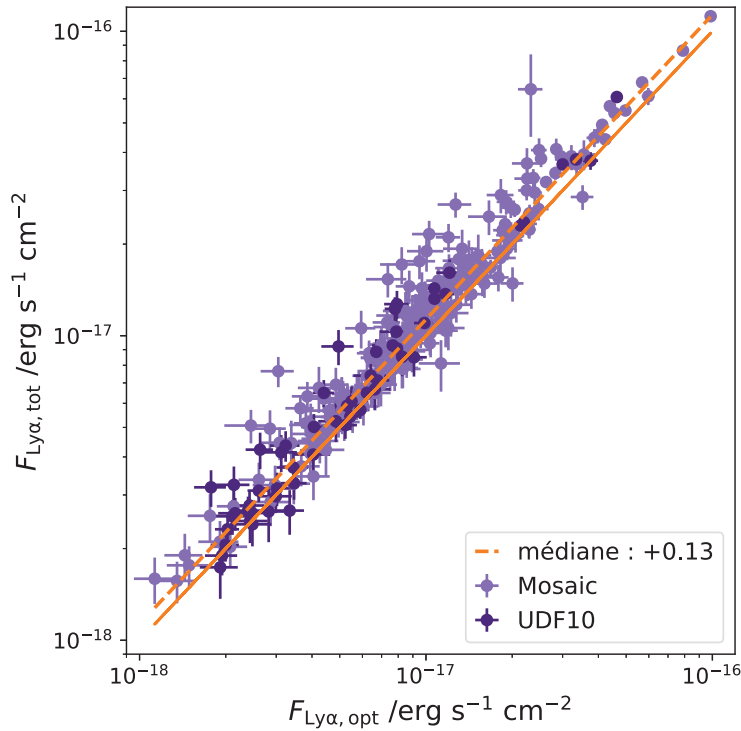


FIGURE 3.4 – Comparaison du flux Ly α (mesuré sur l'intégralité de la raie) et du flux mesuré sur la bande spectrale optimisant le S/B de l'image en bande étroite Ly α . La perte de flux moyenne engendrée par la procédure d'optimisation est de l'ordre de 13% (valeur médiane représentée par la ligne tiretée orange) mais peut atteindre des valeurs plus élevées (>50%) pour certains objets. La ligne pleine orange montre l'identité.

À partir des images HST

Pour les raisons énoncées à la fin du paragraphe précédent, notre analyse de l'émission étendue Ly α porte donc principalement sur sa comparaison avec l'émission UV du continu obtenue par les images HST du champ de l'UDF.

Comme indiqué lors de la présentation du champ de l'UDF (section 2.2.2), ce champ a été observé par le HST à travers de nombreux filtres. L'utilisation de plusieurs de ces filtres/images judicieusement choisis en fonction du redshift de l'objet étudié, permet de couvrir le même (ou proche) continu UV dans le plan de chaque source. Notre échantillon de LAEs s'étalant sur un large domaine de redshift ($z \simeq [3 - 6]$), l'utilisation d'une seule bande HST mènerait à des incohérences étant donné que le continu UV mesuré ne serait pas le même. En effet, la bande F814W, par exemple, couvre le continu à $\approx 1000\text{\AA}$ à $z \approx 3$ et à $\approx 2000\text{\AA}$ à $z \approx 6$. Cette grande différence de couverture en longueur d'onde implique une absorption différente des photons UV par la poussière et rend donc les mesures peu cohérentes et donc incomparables d'un objet à l'autre. De ce fait, l'échantillon a été séparé en trois catégories auxquelles ont été associées des images HST différentes :

- F814W ACS/WFC à $z < 4$
- F105W WFC3/IR à $4 \leq z < 5$
- F125W WFC3/IR à $z \geq 5$

Ces images ont aussi été choisies de manière à ne pas être contaminées par l'émission Ly α ou par l'absorption du milieu inter-galactique (du côté "bleu" de la raie Ly α). Ainsi toutes correspondent à une bande spectrale plus rouge que l'émission Ly α (sans superposition).

Des exemples d'images HST, directement comparables à l'image blanche de MUSE sont montrés sur les figures 3.6 et 3.7 (première colonne et deuxième colonne respectivement).

L'objectif étant la comparaison des extensions spatiales de l'émission $Ly\alpha$ et de celle du continu, il faut maintenant rendre ces deux images comparables, autrement dit, les mettre à la même résolution et imposer la même qualité d'image. Avant cela, parce que l'un des intérêts à utiliser les images HST est de permettre une identification facile des objets de part sa meilleure résolution spatiale, il faut "isoler" la galaxie étudiée. Cette étape a fait recours à la carte de segmentation HST extraite grâce au logiciel SExtractor (Bertin and Arnouts 1996) et fournie avec les données HST (cf. première image de la figure 3.5). L'image du continu UV, directement comparable à celle de l'émission $Ly\alpha$, est obtenue de la manière suivante :

1. L'objet HST est sélectionné et isolé en masquant les pixels situés à l'extérieur de son masque de segmentation (cf. deuxième image de la figure 3.5).
2. L'image est ensuite dégradée, pour avoir la même qualité que l'image MUSE, en effectuant le produit de convolution avec la PSF (voir la section 2.3.2 pour plus de détails) de MUSE (cf. troisième image de la figure 3.5). Il est important de noter que la PSF du HST n'est pas prise en compte ici. Autrement dit la qualité de l'image HST est légèrement plus dégradée qu'elle ne le devrait. La PSF du HST étant cependant beaucoup plus petite que celle de MUSE ($PSF_{MUSE} \gtrsim 3.5 PSF_{HST}$) et l'objectif étant ici une simple comparaison visuelle, l'omission de la PSF du HST n'a pas de conséquence significative à ce niveau de l'étude.
3. Enfin, l'image est ré-échantillonnée à la résolution de MUSE soit 1 pixel = $0.2''^2$ (cf. quatrième image de la figure 3.5).

Comme spécifié dans la section 2.3.4, certains objets du catalogue MUSE de l'UDF ne sont pas dans le catalogue du HST de Rafelski et al. (2015), mais sont pourtant bien visibles sur les images HST. Les magnitudes et cartes de segmentation de ces galaxies ont été calculées en utilisant le logiciel `NoiseChisel` développé par Akhlaghi and Ichikawa (2015). La distribution spatiale de l'émission $Ly\alpha$ des objets découverts par MUSE (par l'intermédiaire de `ORIGIN`) n'étant pas visibles dans le HST (e.g. objets #6498 et #6534 sur la figure 3.6) sera comparée à la PSF de MUSE (voir section 3.4.2).

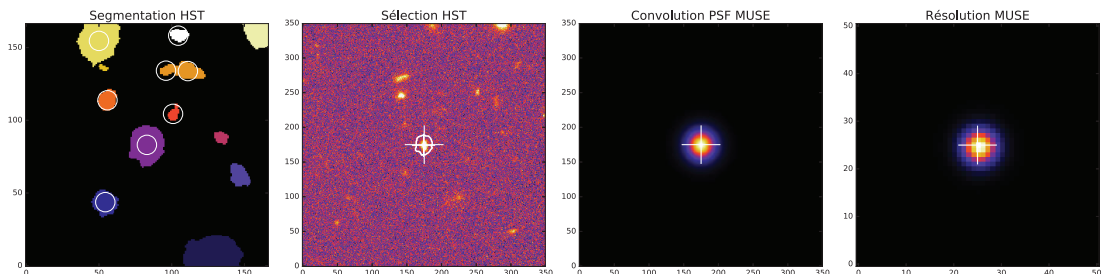


FIGURE 3.5 – Différentes étapes de création de l'image du continu UV à partir de l'image HST. *De gauche à droite* : (i) sélection du masque de l'objet étudié (au centre de l'image) dans la carte de segmentation HST, (ii) isolement de l'objet en question par masquage des pixels en dehors de son masque (contour blanc), (iii) dégradation de l'image HST masquée à la qualité MUSE par convolution avec sa PSF, (iv) Ré-échantillonnage de l'image à la résolution de MUSE.

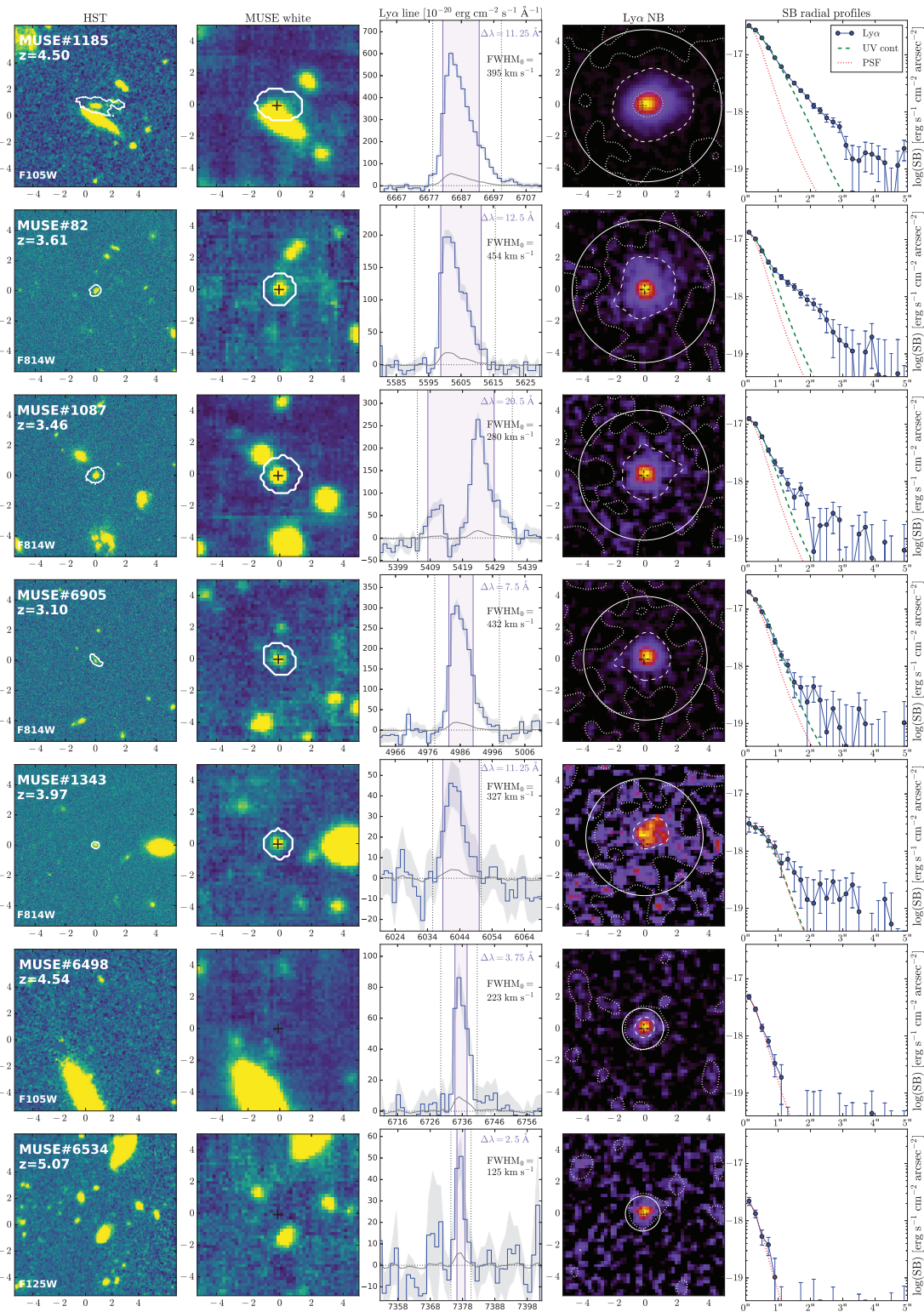


FIGURE 3.6 – Exemples de 7 LAEs (un par ligne) représentatifs de notre échantillon dans le cube de la mosaïc. Les tailles des images sont en arc-secondes. *Colonne 1* : ID MUSE, z et image HST utilisée (cf. section 3.2.2) centrée sur l’objet étudié. Le contour blanc représente la masque HST de l’objet. *Colonne 2* : Image blanche MUSE sommée sur toutes les longueurs d’onde du cube. Le contour blanc correspond au masque HST convolué par la PSF MUSE. La croix noire indique les coordonnées HST de l’objet (Rafelski et al. 2015). *Colonne 3* : Raie Ly α extraite dans le masque HST (contour blanc sur l’image blanche). La zone violette indique la largeur spectrale de l’image Ly α . Les deux lignes verticales en pointillés désignent la bande spectrale sur laquelle le flux Ly α total a été mesuré (cf. section 3.3.2). *La légende continue sur la figure 3.7 [...]*

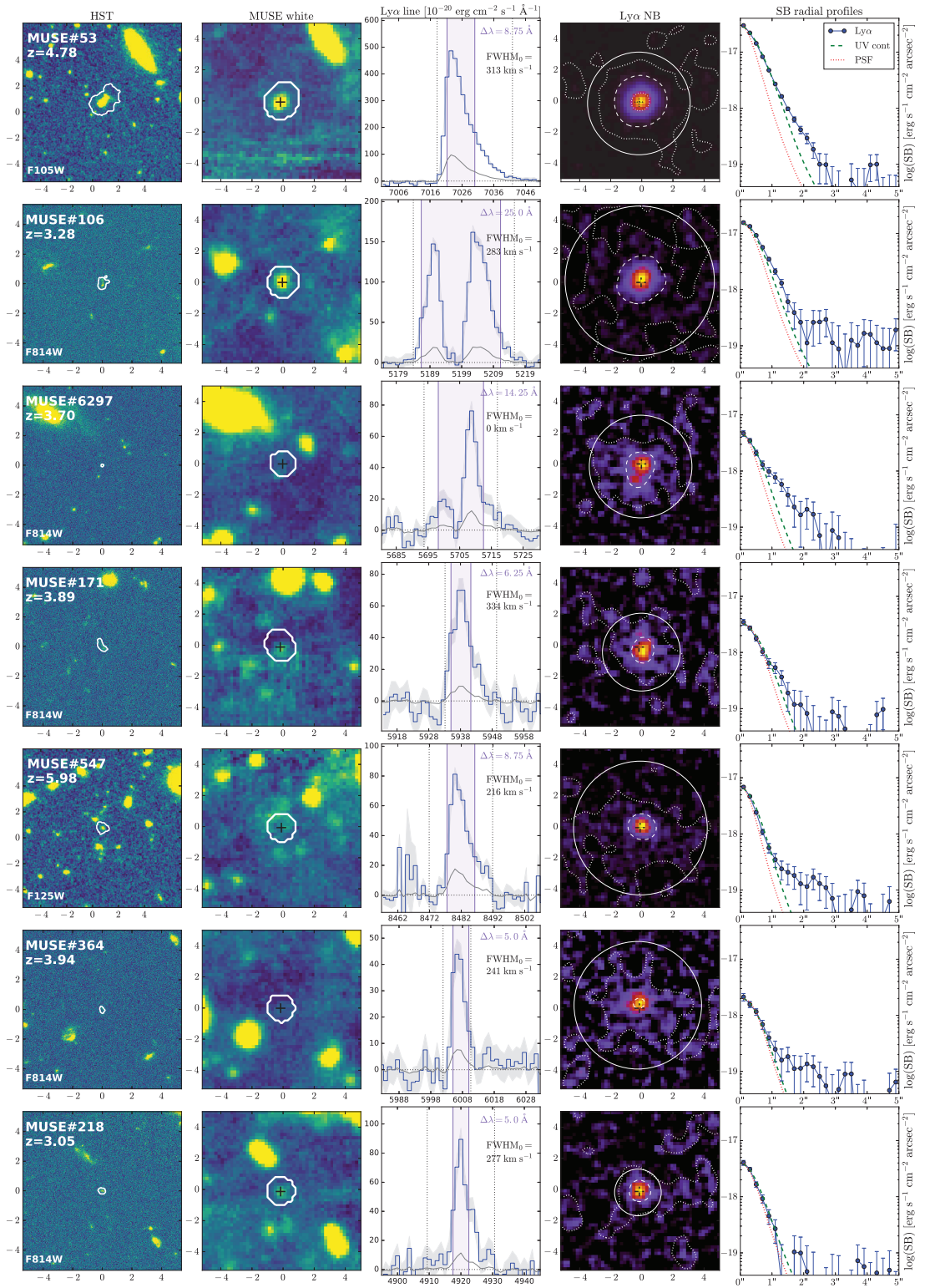


FIGURE 3.7 – Exemples de 7 LAEs (un par ligne) représentatifs de notre échantillon dans le cube de l’udf-10. [...] Début de la légende figure 3.6. La FWHM dans le référentiel de la source est indiquée si la raie n’est pas double. La variance du spectre est tracée en gris et la déviation standard du spectre est indiquée par la zone grisée. *Colonne 4* : Image en bande étroite $Ly\alpha$. Les contours indiquent les niveaux de brillance de surface 10^{-17} erg s⁻¹ cm⁻² arcsec⁻² (pointillés intérieurs), 10^{-18} erg s⁻¹ cm⁻² arcsec⁻² (tiretés) et 10^{-19} erg s⁻¹ cm⁻² arcsec⁻² (pointillés extérieurs). Le rayon du cercle blanc est de rayon r_{COG} (cf. section 3.3.2). *Colonne 5* : Profils radiaux de brillance de surface de l’émission $Ly\alpha$ (bleu), du continu UV (vert) et de la PSF (rouge).

3.3 Propriétés $\text{Ly}\alpha$ et UV

Afin de caractériser les propriétés $\text{Ly}\alpha$ de notre échantillon, seules les galaxies isolées seront considérées soit 542 LAEs. En effet, le caractère étendue de l'émission $\text{Ly}\alpha$ complique l'estimation de flux dans la mesure où une extension spatiale doit être définie. La présence d'un voisin pouvant altérer cette mesure, les systèmes multiples, représentant $\approx 13\%$ de l'échantillon, ne sont pas inclus. Dans un soucis de cohérence, ceux-ci ne seront pas non plus considérés pour la caractérisation des propriétés UV des galaxies.

3.3.1 Distribution en redshift

Nos galaxies étant toutes situées à grand redshift ($z > 3$) de part la couverture spectrale de MUSE, la plupart ne possèdent dans leur spectre MUSE que la raie $\text{Ly}\alpha$. Cette raie, connue pour être résonnante et facilement absorbée par la poussière (voir la section 1.3 portant sur la physique de l'émission $\text{Ly}\alpha$), peut alors apparaître sous des formes très variées tant spectralement que spatialement. De ce fait, la mesure du redshift sur le pic de l'émission $\text{Ly}\alpha$ (méthode employée pour la détermination des redshifts du catalogue) peut être assez imprécise et ne pas correspondre rigoureusement au redshift systémique de la galaxie. Verhamme et al. (prep) ont développé une méthode permettant d'estimer le redshift systémique à partir de la largeur de la raie $\text{Ly}\alpha$ (FWHM) pour les raies simples et à partir de la séparation des pics pour les raies doubles. La précision du redshift n'étant pas critique pour notre étude, la distribution donnée sur la figure 3.8 (à gauche) est directement extraite du catalogue de l'UDF (Inami et al. 2017). L'échantillon couvre ainsi un domaine étendu de redshift ($2.93 \leq z \leq 6.64$) bien que la région à $z > 5$ soit moins peuplée (les objets moins lumineux étant plus difficile à détecter et les raies du ciel étant très présentes à ces redshifts).

3.3.2 Flux/Luminosité $\text{Ly}\alpha$

De part sa disposition à être étendue spatialement, l'émission $\text{Ly}\alpha$ ne peut pas être étudiée de la même manière que le continu UV. Son extension spatiale doit, en effet, être prise en compte pour la mesure du flux $F_{\text{Ly}\alpha}$. De nombreuses études ont limité l'intégration de l'émission $\text{Ly}\alpha$ dans une ouverture correspondant à celle de la galaxie. Or, d'après notre étude des LAEs (Wisotzki et al. 2016; Leclercq et al. 2017 et voir aussi section 5.3.2), une fraction non négligeable ($\sim 70\%$) du flux $\text{Ly}\alpha$ provient du halo.

Ainsi, la mesure du flux $\text{Ly}\alpha$ sur les sources de l'échantillon est basée sur une méthode dite de "courbe de croissance" (ci-après CoG pour "Curve of Growth" en anglais) considérant une symétrie circulaire de la distribution $\text{Ly}\alpha$. Cette méthode, appliquée sur l'image en bande étroite $\text{Ly}\alpha$ (cf. section 3.2.1), consiste à moyennner le flux dans des anneaux d'un pixel de largeur, concentriques et de rayon croissant, jusqu'à ce que le flux moyen dans l'anneau soit nul (ou négatif, témoignant de la seule présence de bruit). Le rayon r_{CoG} correspondant à cet anneau constitue alors un indicateur de l'extension spatiale du halo. Il serait maintenant possible de se contenter de sommer le flux de l'image $\text{Ly}\alpha$ dans ce rayon pour obtenir le flux $\text{Ly}\alpha$, cependant, comme indiqué dans la section précédente 3.2.1, cette image est optimisée en S/B (dans une ouverture de rayon $2''$) et peut donc ne pas contenir tout le flux $\text{Ly}\alpha$. La mesure du flux est donc finalement effectuée sur la totalité de la raie $\text{Ly}\alpha$ (bande spectrale en pointillés noirs sur les figures 3.6 et 3.7) extraite du cube MUSE dans l'ouverture de rayon r_{CoG} . En moyenne, 15% de flux $\text{Ly}\alpha$ de plus est mesurée par cette méthode (voir comparaison des deux mesures de flux dans la figure 3.4).

Les LAEs de l'échantillon couvrent 3 ordres de grandeurs en flux $\text{Ly}\alpha$ ($10^{-19} < F_{\text{Ly}\alpha} [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}] < 10^{-16}$). Traduit en termes de luminosité $L_{\text{Ly}\alpha}$ dont l'expression est définie par :

$$L_{\text{Ly}\alpha} = 4\pi d_L^2 \times F_{\text{Ly}\alpha} \quad (3.1)$$

avec d_L la distance de luminosité exprimée en parsec (pc) estimée à z , les galaxies les plus lumineuses atteignent $\sim 10^{43.5} \text{ erg s}^{-1}$ et les moins brillantes $\sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. Leur distribution est montrée au centre de la figure 3.8.

3.3.3 Magnitude UV

Les magnitudes absolues UV (M_{UV}) sont calculées à partir des magnitudes apparentes (m) répertoriées dans le catalogue de l'UDF (cf. section 2.3.4) selon l'image HST utilisée (le choix se faisant en fonction du redshift z de l'objet, cf. section 3.2.2) tel que :

$$M_{\text{UV}} = m - 5\log(d_L/10\text{pc}) + 2.5\log(1+z) \quad (3.2)$$

avec d_L la distance de luminosité exprimée en parsec (pc) estimée à z . La distribution est donnée dans la figure 3.8 (à droite).

L'échantillon couvre une très grande plage de magnitudes absolues, ce qui atteste encore une fois de la grande diversité des galaxies le composant ; certaines sont en effet extrêmement peu lumineuses en UV (voire invisibles, cf. fin de la section 3.2.2) et d'autres sont à l'inverse très lumineuses.

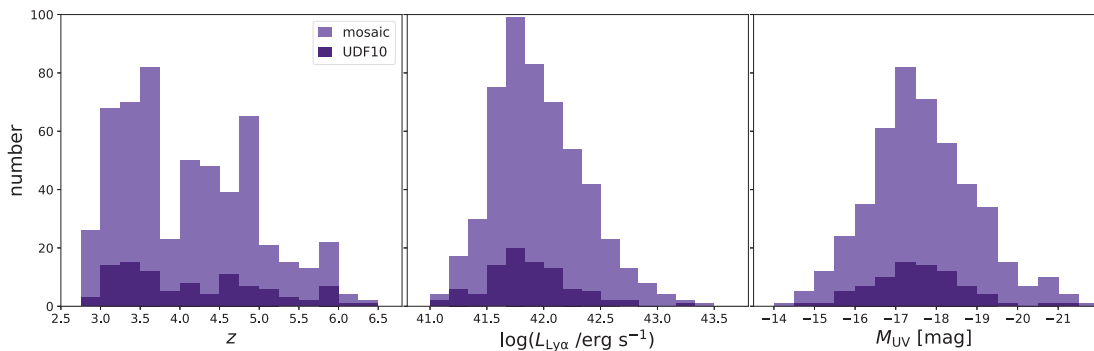


FIGURE 3.8 – Distribution en redshift (gauche), luminosités $\text{Ly}\alpha$ (centre) et magnitude absolue UV (droite) des LAEs de l'échantillon (udf-10 en foncé et mosaic en clair).

3.4 Mise en évidence du caractère étendu de l'émission $\text{Ly}\alpha$

3.4.1 Appréciation visuelle

Une fois les images de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et du continu (ou de la PSF pour les objets sans détection de continu) créées, celles-ci peuvent être comparées. Dans un premier temps et pour certains objets, une simple comparaison visuelle, permet de se rendre compte du caractère plus étendu de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et donc de suspecter la présence d'un halo $\text{Ly}\alpha$ autour d'une galaxie (e.g. #82 ou #106 sur les figures 3.6 et 3.7).

3.4.2 Profils radiaux de brillance de surface

Afin d'observer la présence d'une émission étendue $\text{Ly}\alpha$, il est possible de construire et de comparer les profils radiaux de brillance de surface des différentes émissions construits à partir des images. Pour cela, en faisant l'hypothèse d'une distribution circulaire des émissions, le flux est moyenné dans des anneaux grandissant de 1 pixel d'épaisseur, concentriques et centrées sur l'émission $\text{Ly}\alpha$.

Pour certaines sources, le centre de l'émission $\text{Ly}\alpha$ est légèrement décalé par rapport à celui de l'émission du continu UV (défini comme les coordonnées de l'objet dans le catalogue). Ce décalage, discuté dans la section suivante (section 3.5.3), est ignoré pour la construction de ces profils.

Aussi, dans le but de faciliter la comparaison visuelle des profils, ceux-ci sont renormalisés (par méthode des moindres carrés) au profil de l'émission $\text{Ly}\alpha$. Les barres d'erreurs sont estimées dans chaque anneau en utilisant la variance de l'image $\text{Ly}\alpha$.

Des exemples de profils sont montrés sur les figures 3.6 et 3.7 (dernière colonne). Une figure similaire pour chaque objet étudié sera disponible en ligne prochainement. Ces exemples ont été choisis pour être représentatifs de la diversité des objets rencontrés lors de cette étude. En effet, alors que certaines galaxies montrent inéluctablement un halo $\text{Ly}\alpha$ (e.g. #1185, #82, #6297), d'autres cas sont plus discutables et la présence d'un halo moins évidente (e.g. #6498, #218). Afin d'étudier les halos de manière individuelle et de permettre une comparaison directe avec le continu UV, seuls les profils des galaxies isolées (i.e. ne faisant pas parties d'un système double ou triple de LAEs) sont construits. Des exemples de systèmes multiples de LAEs sont données dans la section suivante.

3.5 Diversité des halos $\text{Ly}\alpha$

La section précédente a déjà permis de mettre en lumière le fait que les galaxies présentent des halos $\text{Ly}\alpha$ différents ; certains étant plus étendus, plus lumineux, plus asymétriques ou encore plus circulaires que d'autres. L'objectif de cette section est de montrer la diversité (spatiale mais aussi spectrale) de la population de LAEs rencontrés dans les cubes de données MUSE.

3.5.1 Les différents systèmes de galaxies

Les systèmes multiples - doubles et triples. Comme rapporté dans la section 3.1.2 où est fait l'inventaire des systèmes multiples de LAEs dans l'échantillon, 29 paires et 8 systèmes triples se trouvent dans le champ de l'UDF vu par MUSE. Ces effectifs ne prenant en compte que les LAEs dont le redshift a un bon indice de confiance, le véritable nombre de paires/triplets est certainement bien plus élevé. La figure 3.9 montre quelques-uns de ces systèmes (d'autres exemples sont placés en annexe A.1). Alors que certaines galaxies sont très proches et semblent partager le même halo $\text{Ly}\alpha$ (e.g. #208/#6329, #3952/#6921), d'autres apparaissent plutôt isolées et ne présentent pas de halo évident (e.g. #6327/#6295, #3840/#5508/#6400). Ces systèmes multiples de LAEs ne représentent que $\approx 13\%$ de l'échantillon total. L'étude du taux de fusion des galaxies (LAEs et autres objets) de l'UDF est présentée dans Ventou et al. (2017).

Les absorbeurs $\text{Ly}\alpha$ 12 galaxies émettant et absorbant en $\text{Ly}\alpha$ ont été dénombrées dans l'UDF. Un exemple est donné dans la figure 3.10, les illustrations des autres absorbeurs sont placées en annexe A.2. Il est intéressant de remarquer que, dans la plupart des cas, l'émission $\text{Ly}\alpha$ apparaît distribuée de manière moins "piquée" (e.g. objet #1281, #1343, #1530) et parfois décalée (e.g. #1088) par rapport aux émetteurs $\text{Ly}\alpha$ "purs".

Les LAEs isolés Pouvant être considérées comme des systèmes simples, ces galaxies n’ont pas de voisine proche émettant en $\text{Ly}\alpha$ (selon les critères adoptés pour définir un système multiple de LAEs, voir section 3.1.2). Elles sont étudiées ici de manière individuelle et permettent ainsi une analyse propre de leurs halos $\text{Ly}\alpha$ (i.e. qui n’est alors par contaminé par un autre halo) ainsi qu’une comparaison directe des propriétés du gaz environnant (via le halo $\text{Ly}\alpha$) et de leurs propriétés UV. Plusieurs exemples de ces LAEs individuels sont donnés par les figures 3.6 et 3.7.

Ainsi l’existence de ces différents types de galaxies/systèmes $\text{Ly}\alpha$ montrent que cette émission n’est pas propre à une certaine configuration de galaxie(s) et qu’elle peut se présenter sous plusieurs formes et aspects.

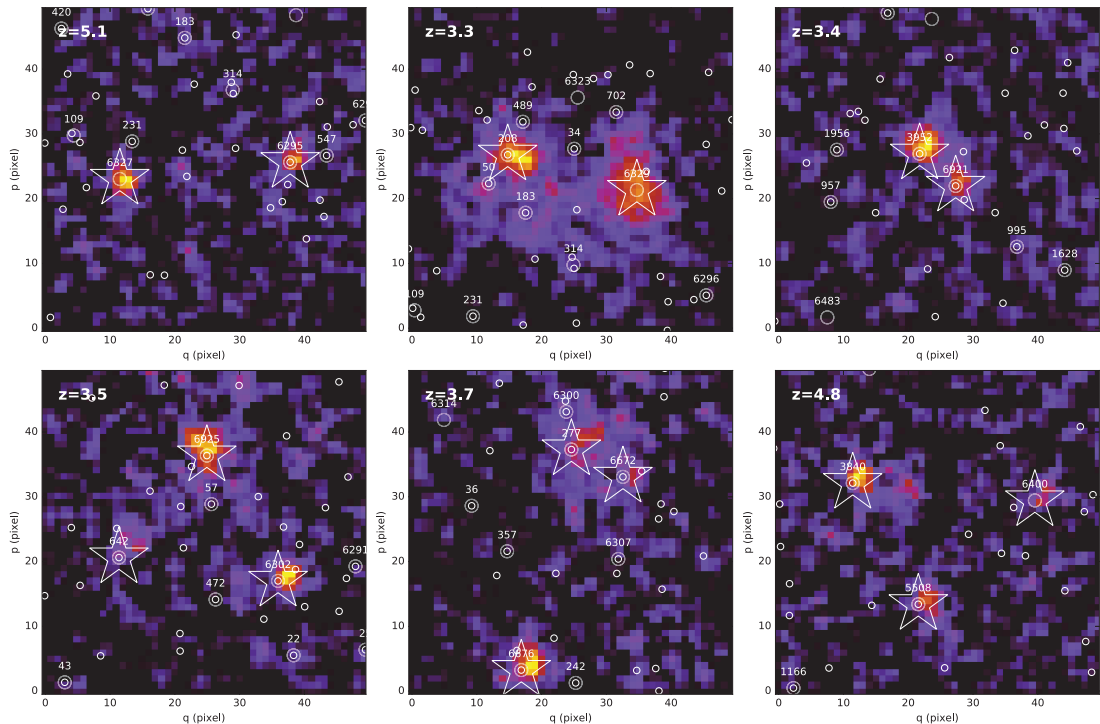


FIGURE 3.9 – Exemples de systèmes multiples de LAEs détectés dans l’UDF par MUSE. 3 paires de galaxies (en haut) et 3 triplets (en bas) de galaxies sont montrés. Les galaxies constituant les systèmes multiples sont indiquées par des symboles en forme d’étoiles. Les IDs des objets du catalogues MUSE et leurs positions (grands cercles blancs) ainsi que ceux du catalogues HST (petits cercles blancs) sont indiqués. Le redshift de chaque système est donné en haut à gauche de chaque image.

3.5.2 Les tailles des halos individuels

Toujours dans le but d’apprécier la diversité des halos $\text{Ly}\alpha$, il peut être intéressant d’observer les différentes tailles des halos de notre échantillon. Une mesure réelle de la taille des halos est évidemment impossible du fait de notre limite de détection en brillance de surface. Comme expliqué dans la section 3.3.2, une mesure de la taille de halo est le rayon r_{CoG} correspondant au rayon jusqu’auquel de l’émission $\text{Ly}\alpha$ est détectée. Cet indicateur de taille permet, de plus, une comparaison de la taille des halos entre eux. Une autre mesure de taille pourrait être le rayon r_{90} pour lequel 90% du flux total est à l’intérieur de ce rayon ou encore le rayon Petrosian (Petrosian 1976 et voir section 5.5).

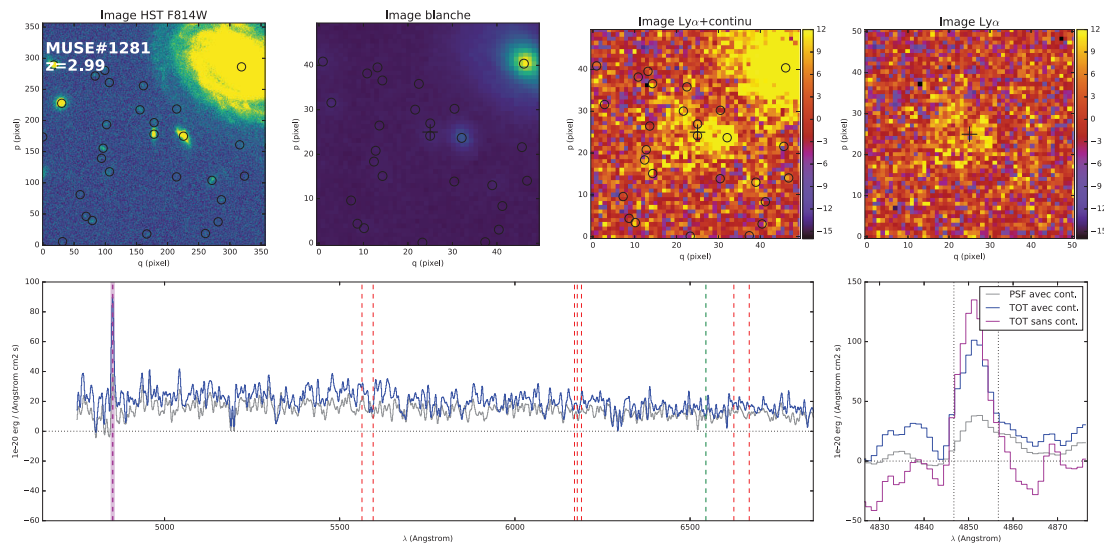


FIGURE 3.10 – Exemple d’absorbeur $Ly\alpha$. *En haut de gauche à droite* : image HST, image blanche MUSE, image en bande étroite avec continu et sans continu. *En bas* : Spectre de l’objet intégré au centre de la galaxie (taille de la PSF, en gris) et sur toute la galaxie (en bleu). La raie $Ly\alpha$ est indiquée par la bande colorée rose et son pic par le trait vertical rose tireté. L’emplacement des autres raies est indiqué en rouge (absorption) et en vert (émission). L’image de droite est un zoom sur la raie $Ly\alpha$ avec et sans soustraction du continu. Les lignes en pointillés indique la bande spectrale utilisée pour la création des images $Ly\alpha$.

L’histogramme 3.11 montre la distribution du rayon r_{CoG} pour notre échantillon de LAEs individuels. Celle-ci est particulièrement "piquée" entre 5 kpc et 15 kpc mais les halos $Ly\alpha$ de l’échantillon s’étendent de 1 à 25 kpc autour de leur galaxie hôte. Cette valeur est cependant une limite inférieure de la taille du halo étant donné que sa détection est limitée par la résolution spatiale des données.

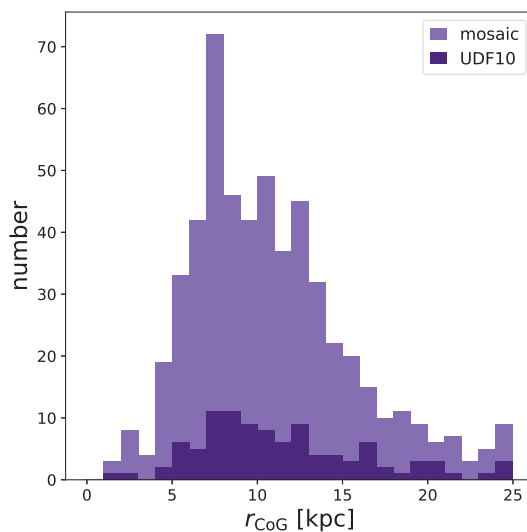


FIGURE 3.11 – Histogramme de la distribution des rayons r_{CoG} mesurés sur l’échantillon de LAEs de l’UDF (udf-10 en foncé et mosaic en clair).

L'échantillon compte donc des halos de tailles (pour une certaine limite en surface de brillance) très différentes illustrant encore une fois la diversité des distributions de gaz autour des galaxies.

3.5.3 Dé-centrage entre les émissions $\text{Ly}\alpha$ /UV

Comme évoqué dans la section 3.4, certains LAEs présentent un décalage entre le centre de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et celui du continu UV. Alors que les coordonnées du centre du continu correspondent aux coordonnées de la galaxie répertoriées dans le catalogue de l'UDF, le centre de l'émission $\text{Ly}\alpha$ a été mesuré en ajustant simplement une gaussienne 2D à l'image $\text{Ly}\alpha$. Les centres $\text{Ly}\alpha$ obtenus avec cette méthode ont été vérifiés visuellement. La figure 3.13 (à droite) montre la distribution de ces décalages. Ainsi, la valeur médiane de la séparation des deux centres est petite (environ $1''$). De plus, la distribution apparaît très concentrée avec plus de 90% des sources ayant un décalage inférieur à $0.4''$. Cette même figure montre aussi la distance des centres $\text{Ly}\alpha$ /continu en fonction du flux $\text{Ly}\alpha$ (à gauche). Il est assez remarquable de voir que les galaxies les plus brillantes ($F_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 10^{-16.5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) montrent toutes un petit décalage ($< 0.2''$). Les absorbeurs $\text{Ly}\alpha$ (indiqués par une étoile sur la figure de gauche) montrent, à l'inverse, un décalage bien plus important, allant de $\approx 0.4''$ jusqu'à plus de $1''$. Ce résultat reflète directement l'observation faite dans la sous-section précédente 3.5.1 où il a, en effet, été constaté que les absorbeurs $\text{Ly}\alpha$ ont tendance à montrer une émission $\text{Ly}\alpha$, non pas concentrée mais, répartie de manière plus homogène comparé aux émetteurs $\text{Ly}\alpha$ purs. Cette particularité impacte donc directement la mesure du centre $\text{Ly}\alpha$ puisque, l'émission étant moins "piquée", l'ajustement est moins précis. Il a aussi été constaté dans cette même section que l'émission $\text{Ly}\alpha$ autour des absorbeurs apparaît, dans certain cas, décalée par rapport au continu. Dans ce cas, l'existence de grands décalages pourrait ne pas être seulement due aux erreurs de mesure.

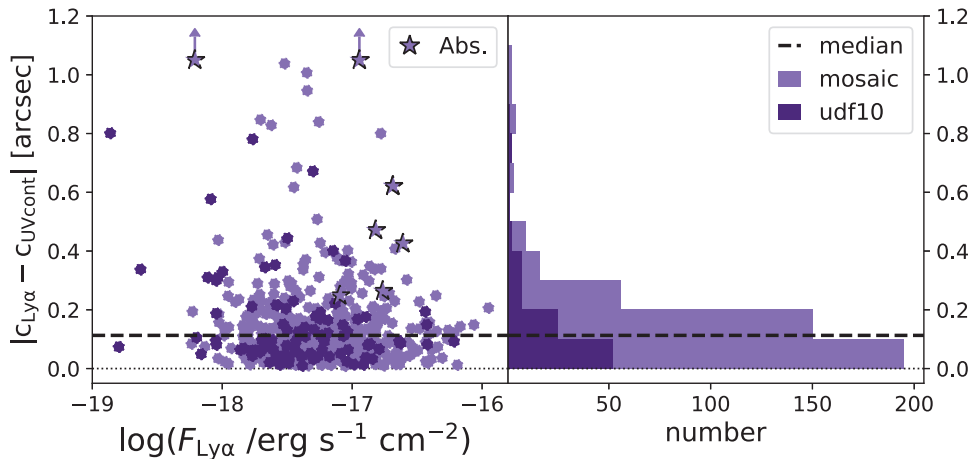


FIGURE 3.12 – Distance projetée entre les centres respectifs de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et de l'émission continu des LAEs en fonction du flux $\text{Ly}\alpha$ détecté (à gauche). Les étoiles indiquent les absorbeurs $\text{Ly}\alpha$. Pour faciliter l'affichage, les absorbeurs présentant un décalage supérieur à $1''$ sont indiqués par des limites inférieures. La distribution de ces décalages est donnée par l'histogramme (à droite). La ligne tiretée horizontale indique la séparation médiane ($\sim 1''$) des centres.

Les origines de ces décalages spatiaux continu UV/ $\text{Ly}\alpha$ peuvent être multiples. Comme évoqué dans le paragraphe précédent, il est possible qu'ils soient artificiellement

créés par notre procédure de mesure du centre $Ly\alpha$ (i.e. mauvais S/B de l'image augmentant les incertitudes sur la mesure), mais ces décalages peuvent aussi être réels (faibles incertitudes sur la mesure). Dans ce cas, plusieurs interprétations physiques sont possibles :

- L'émission $Ly\alpha$ pouvant être facilement absorbée par la poussière du milieu interstellaire (et donc fortement atténuée dans la région de la galaxie) et, d'autre part, les photons $Ly\alpha$ ayant la propriété d'être dispersés facilement dans le gaz froid entourant les galaxies, l'émission observée peut tout à fait ne pas apparaître centrée sur la galaxie mais plutôt sur le gaz entourant la galaxie.
- L'émission $Ly\alpha$ pourrait provenir non pas de la galaxie analysée mais d'une galaxie voisine proche sans continu détecté mais dont l'émission $Ly\alpha$ a été associée par erreur à la galaxie étudiée. Ce scénario est discuté dans la section 6.2.4.

En conclusion, le décalage entre la galaxie et son émission $Ly\alpha$ est, dans la grande majorité des cas, négligeable (inférieur à un pixel MUSE). Ces dé-centrages sont cependant bien réels pour certains objets et soulignent ici encore la diversité ainsi que la complexité de l'interprétation des halos $Ly\alpha$.

3.5.4 Les différents profils spectraux

Alors que les sous-parties précédentes mettent en évidence la diversité des propriétés spatiales des halos, je m'intéresse ici à leurs propriétés spectrales. En effet, la raie $Ly\alpha$ est très intéressante à étudier puisqu'elle est l'empreinte du gaz froid d'hydrogène, abondant dans les galaxies. Comme introduit dans la section 1.4.3, l'apparence de cette raie d'émission est très fortement influencée par le contenu en poussière de la galaxie, par la distribution et la densité de gaz ou encore par les écoulements (accrétion ou éjection) de gaz. Le fait que ce soit une raie résonnante, qui se diffuse donc dans le gaz, complique l'interprétation de son apparence, mais la raie $Ly\alpha$ est, en contre partie, un très bon traceur du gaz froid des galaxies. Observée par MUSE avec sa très bonne résolution spectrale (1 pixel spectral = 1.25Å), l'émission $Ly\alpha$ peut maintenant être étudiée à la fois spectralement et spatialement et le lien entre les deux peut être analysé pour des galaxies individuelles distantes et de faibles masses. Une étude spectrale détaillée des halos visant à rapprocher les propriétés morphologiques et spectrales des halos $Ly\alpha$ sera l'objet d'une étude future. Une première tentative est néanmoins exposée dans la section 5.6 présentant l'étude de l'évolution spatiale de la raie $Ly\alpha$.

Les formes de raie observées sont très variées, une raie pouvant être : simple, double, large, fine, asymétrique vers le rouge, vers le bleu, avec un pic "rouge" plus prononcé que le pic "bleu" ou inversement, avec les pics du doublet plus ou moins espacés, etc. Quelques raies $Ly\alpha$ sont montrées dans la colonne centrale des figures 3.6 et 3.7, les largeurs $FWHM_0$ correspondantes y sont aussi indiquées. Pour citer quelques exemples, les objets #1185 et #82 ou encore #6905 présentent une raie large ($FWHM_0 \gtrsim 400 \text{ km s}^{-1}$) tandis que les LAEs #6534 ou encore #364 possèdent une raie plutôt fine ($FWHM_0 < 250 \text{ km s}^{-1}$). De plus, les raies $Ly\alpha$ des galaxies #1087, #106 et #6297 sont doubles avec un pic bleu plus ou moins intense.

Afin de mesurer ces propriétés, différents indicateurs sont utilisés :

- La largeur à mi-hauteur dans le référentiel de l'objet ($FWHM_0$) : largeur de la raie.
- Le paramètre de dissymétrie (sk pour "skewness" en anglais – il correspond au troisième moment de la distribution en fréquence du flux et prend la valeur 0 pour une raie parfaitement symétrique, <0 et >0 pour une raie étendue vers les courtes et vers les grandes longueurs d'onde respectivement) : asymétrie de la raie.

Ces mesures sont effectuées sur la raie extraite dans le masque HST de l'objet à partir du cube C_{raies} (continu soustrait). Il peut sembler plus juste d'intégrer la raie sur une ouverture de rayon r_{CoG} afin d'englober le maximum de flux $\text{Ly}\alpha$ possible, cependant cela a pour résultat de dégrader le S/B de la raie et donc d'augmenter les erreurs des mesures.

Une raie est considérée comme double si le S/B du pic de la raie "bleue" est supérieur à 2. J'ai ainsi comptabilisé 45 objets avec une raie $\text{Ly}\alpha$ double. Il est alors possible de mesurer deux autres paramètres :

- La différence de vitesse entre les pics du doublet ($\Delta V_{\text{b/r}}$).
- Le rapport de l'intensité des pics du doublet ($Q_{i_{\text{b/r}}}$, rapport du pic "bleu" sur le pic "rouge") qui indique donc le pic prédominant.

Les mesures de sk et de $FWHM_0$ pour ces objets ont été réalisées sur la raie "rouge" du doublet $\text{Ly}\alpha$.

Les distributions des différents indicateurs et leurs comparaisons sont données sur les figures 3.13 et 3.14. D'après la figure 3.13, la majorité des raies $\text{Ly}\alpha$ de l'échantillon ont une $FWHM_0 < 300 \text{ km s}^{-1}$ mais certaines apparaissent beaucoup plus larges. La plupart des absorbeurs $\text{Ly}\alpha$ (désignés par des étoiles sur la figure) possèdent notamment des raies larges ($FWHM_0 > 300 \text{ km s}^{-1}$). Les raies sont de plus généralement asymétriques vers la droite ($mediane(sk) \approx 0.3$ – cf. raie de l'objet #53 sur la figure 3.7). Les raies doubles (carrés oranges sur la figure) ont remarquablement tendance à montrer cette asymétrie vers la droite ($mediane(sk) \approx 0.7$). Enfin, aucun absorbeur de notre échantillon n'a de raie $\text{Ly}\alpha$ double.

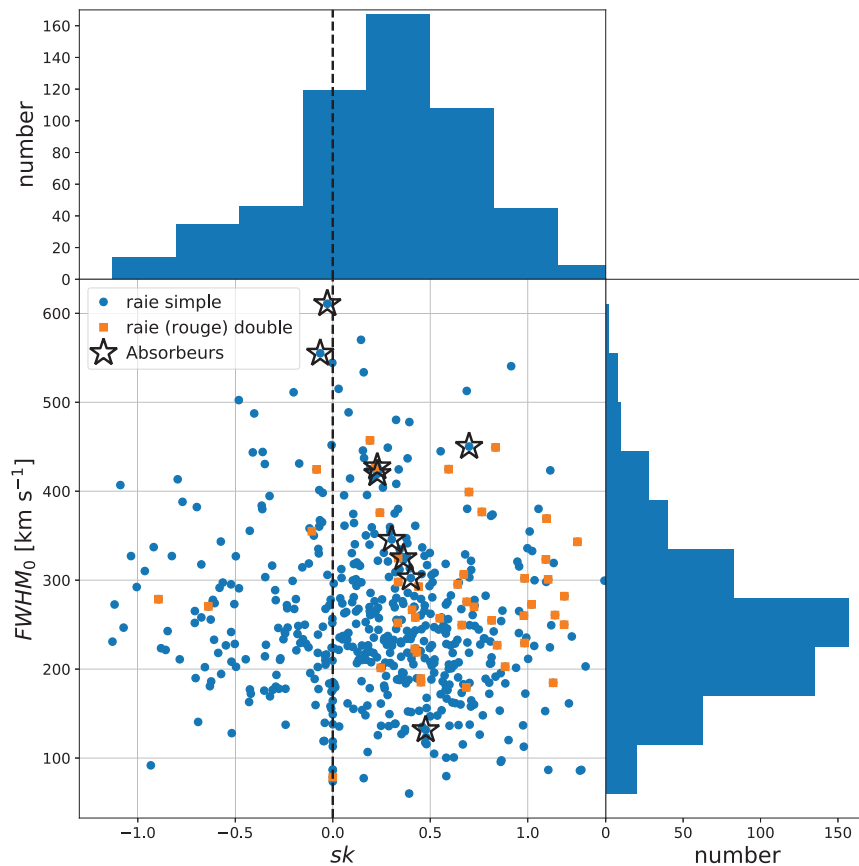


FIGURE 3.13 – Distributions des mesures de largeurs ($FWHM_0$) et d'asymétrie (sk) des raies $\text{Ly}\alpha$ (points bleus). Dans le cas de raies doubles, les mesures (carrés oranges) ont été effectuées sur le pic "rouge". Les absorbeurs sont indiqués par les étoiles noires.

Les paramètres des doublets $Ly\alpha$ ($\Delta V_{b/r}$ et $Q_{i_{b/r}}$) sont, quant à eux, montrés sur la figure 3.14. La distribution du rapport des intensités des pics $Q_{i_{b/r}}$ (à gauche) indique que la grande majorité des raies doubles ont un pic "rouge" plus prononcé que le pic "bleu", ce dernier étant en moyenne ~ 3 fois moins intense que le pic "rouge" (valeur médiane du rapport de ~ 0.37). Les objets ayant une raie "bleue" plus intense montrent des pics plus rapprochés ($< 400 \text{ km s}^{-1}$ – au centre). Le rapport d'intensité des pics du doublet ne montre pas de corrélation évidente avec leur séparation ou la largeur du pic "rouge" (à droite). La distribution des séparations en vitesse des pics s'étend de manière plutôt régulière de 200 à $> 700 \text{ km s}^{-1}$ (en bas) et ne montre pas de corrélation avec la largeur de la raie (en haut).

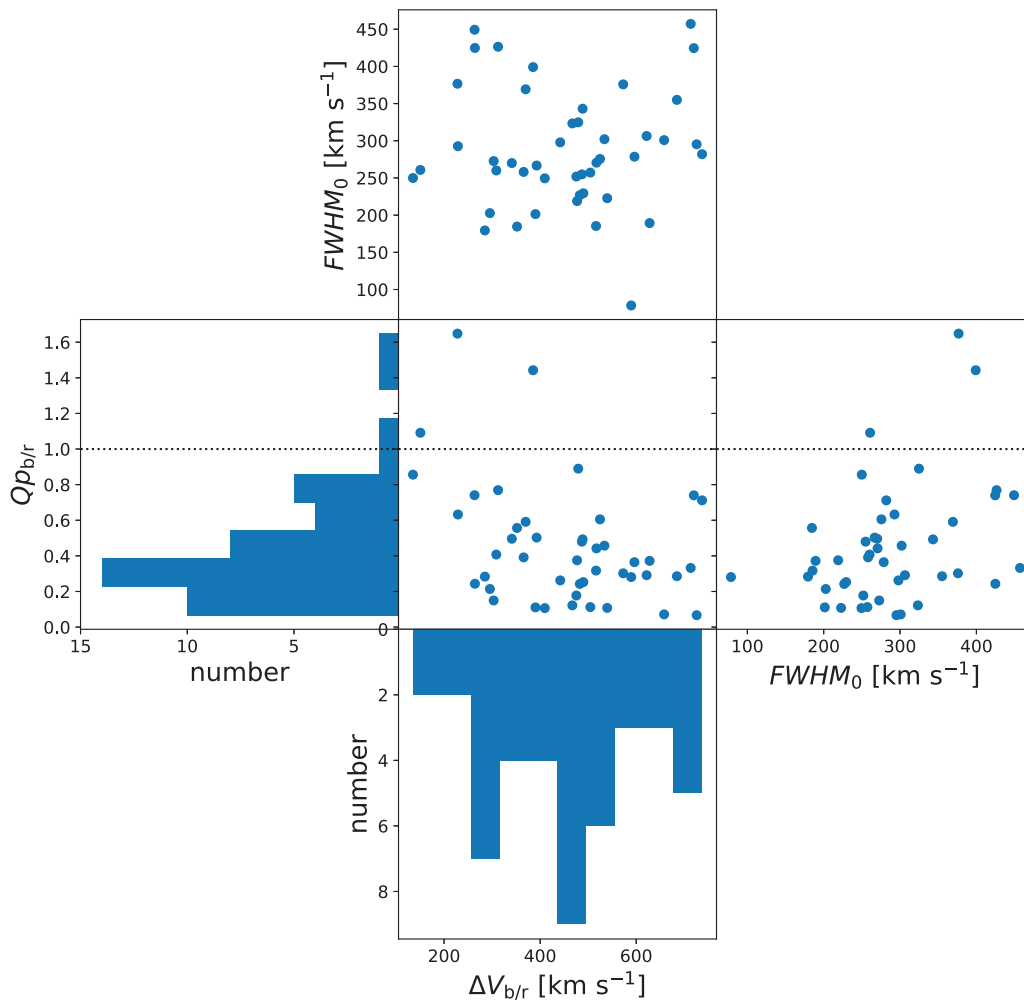


FIGURE 3.14 – Caractéristiques des raies $Ly\alpha$ doubles. *Gauche et Bas* : distributions des paramètres de rapport d'intensité des pics ($Q_{i_{b/r}}$) et de leur séparation en vitesse ($\Delta V_{b/r}$). *Haut, milieu, droite* : comparaison des paramètres entre eux et avec la largeur de la raie "rouge" ($FWHM_0$).

Finalement, cette analyse illustre bien la complexité de cette raie $Ly\alpha$ pouvant prendre diverses formes et aspects. Les processus physiques régissant leurs apparences sont encore mal compris et grandement étudiés notamment à l'aide de modèles théoriques et de simulations numériques incorporant le transfert radiatif de l'émission $Ly\alpha$. Une tentative d'interprétation des profils de raies $Ly\alpha$ observés dans notre échantillon est donnée dans le chapitre 6 dans lequel sont discutés nos résultats dans le contexte de l'étude du CGM.

3.6 Résumé de ce chapitre

Ce chapitre a permis de mettre en évidence la diversité des formes d'émission $Ly\alpha$ rencontrées en parcourant les cube de données MUSE de l'UDF. La bi-dimensionnalité de l'information permet l'étude simultanée des propriétés spatiales et spectrales. Ainsi l'émission $Ly\alpha$ observée peut s'avérer être extrêmement différente d'une galaxie à l'autre. En effet, la forme, l'extension, le centrage, aussi bien que la forme de raie $Ly\alpha$ apparaissent très variés d'une galaxie à l'autre. Comme indiqué précédemment, la composante étendue du halo $Ly\alpha$ est très importante à étudier puisqu'elle constitue un traceur du gaz entourant la galaxie et est donc susceptible de nous en apprendre beaucoup quant à la physique du CGM.

L'étude de cette composante "halo" nécessite d'isoler l'émission $Ly\alpha$ encerclant la galaxie. Le chapitre suivant développe la technique employée.

4

Modélisation des halos Ly α

4.1	Modèle circulaire 2D à deux composantes	78
4.2	Estimation des erreurs	80
4.3	Robustesse de la méthode – Limites de détection	82
4.3.1	Les simulations	82
	Simulations de l'émission Ly α vue par MUSE	82
	Simulations de l'émission continue des galaxies vue par le HST	82
4.3.2	Limite en S/B	84
4.3.3	Flux Limites	84
	Flux minimum détectable dans le halo Ly α	84
	Flux minimum du continu UV détectable dans les images HST	86
4.3.4	Tailles limites	86
	Limite sur la taille du halo $r_{s_{\text{halo}}}$	86
	Limite sur la taille du continu $r_{s_{\text{cont}}}$	87
4.4	Résumé de ce chapitre	88

Afin d'aller plus loin dans l'analyse et la caractérisation de l'émission Ly α autour des galaxies de l'UDF, j'ai procédé à la modélisation 2D de sa distribution spatiale. Steidel et al. (2011), suivis par de nombreuses autres études (e.g. Matsuda et al. 2012; Feldmeier et al. 2013; Momose et al. 2014), ont d'abord remarqué que les profils radiaux de brillance de surface de leurs images Ly α sommées et combinées étaient bien ajustées par une fonction exponentielle décroissante s'exprimant sous la forme :

$$SB(r) = S_0 \exp(-r/r_s) \quad (4.1)$$

avec S_0 l'amplitude au centre du profil et r_s le rayon caractéristique. Cet ajustement permet donc la mesure d'une longueur caractéristique de l'émission Ly α estimée dans la région centrale de l'émission, autrement dit, où le S/B est le meilleur (en général, voir section 4.3 pour les limites de la méthode). Cette mesure a aussi l'avantage de pouvoir être comparée d'un objet à l'autre.

Quelques années plus tard, Wisotzki et al. (2016) remarquent que les profils radiaux de brillance de surface des LAEs, détectés et étudiés de manière individuelle cette fois-ci grâce à MUSE, sont mieux représentés par une somme de deux distributions exponentielles dont l'une est ajustée sur l'émission continue de la galaxie. De plus, l'ajustement n'est plus réalisé sur les profils radiaux mais, en deux dimensions, sur les images Ly α de chaque objet. L'émission Ly α est ainsi décomposée en deux composantes : une composante centrale et

une composante diffuse, respectivement assimilables à l'émission $Ly\alpha$ centrale provenant de la galaxie et à l'émission $Ly\alpha$ étendue émise à plus grande distance autour de la galaxie.

L'objectif de cette analyse étant l'étude du CGM, cette décomposition apparait alors cohérente puisqu'elle permet d'isoler la composante étendue correspondant à l'émission du gaz entourant la galaxie. J'ai ainsi choisi d'ajuster ce modèle (décrit dans la section 4.1) sur les images $Ly\alpha$ de l'échantillon de LAEs de l'UDF. La précision de l'ajustement du modèle pouvant dépendre du bruit des données ou d'autres facteurs, la procédure est d'abord testée sur des distributions d'émission simulées et des limites de détection sont définies (section 4.3).

4.1 Modèle circulaire 2D à deux composantes

Le modèle ajusté aux distributions spatiales de l'émission $Ly\alpha$ des objets de l'échantillon est une somme de deux distributions exponentielles circulaires décroissantes. Ce modèle prend en compte la qualité des données MUSE de part sa convolution avec la PSF (voir section 2.3). Les rayons caractéristiques ainsi obtenus sont affranchis de la PSF MUSE. Le modèle s'écrit sous la forme suivante :

$$F(r) = PSF_{MUSE}(\lambda_{Ly\alpha}) * [A_{cont} \exp(-\frac{r}{r_{s,cont}}) + A_{halo} \exp(-\frac{r}{r_{s,halo}})] \quad (4.2)$$

où "cont" (pour "continu") et "halo" dénotent les deux composantes du modèle, $r_{s,cont}$ et $r_{s,halo}$ les rayons caractéristiques correspondants, A_{cont} et A_{halo} les amplitudes au centre de chaque composante et $F(r)$ le flux $Ly\alpha$ total en fonction du rayon r .

Avant de procéder à l'ajustement de ce modèle sur les images $Ly\alpha$ des galaxies de l'échantillon, il est nécessaire de mesurer la longueur caractéristique du continu UV de la galaxie. En effet, tout l'intérêt de cette décomposition est de permettre la différenciation du flux $Ly\alpha$ venant de la galaxie de celui provenant du halo. Une telle dissociation permet une analyse indépendante de chacune des deux composantes ainsi que leur comparaison, entre elles mais aussi avec d'autres propriétés de la galaxie ou de l'environnement. Le rayon caractéristique de l'émission continue de la galaxie $r_{s,cont}$ est mesuré en ajustant un modèle exponentiel 2D convolué avec la PSF de l'image HST utilisée, s'écrivant sous la forme :

$$F(r) = PSF_{HST}(filtre) * [A \exp(-\frac{r}{r_{s,cont}})] \quad (4.3)$$

Ce modèle est ajusté sur l'image HST (masquée – deuxième image de la figure 3.5) de l'objet étudié. Le rayon $r_{s,cont}$ du modèle à deux composantes (Eq. 4.2) est fixé à cette valeur pour l'ajustement sur l'image $Ly\alpha$. Cette procédure est réalisée par l'intermédiaire du paquet Python/photutils (Bradley et al. 2016).

Le schéma de la figure 4.1 illustre la décomposition en deux composantes de la distribution spatiale $Ly\alpha$. L'image $Ly\alpha$ et son modèle ajusté sont présentés en haut à gauche et au milieu respectivement. L'image des résidus est montrée à droite et témoigne, pour cet exemple, d'un léger dé-centrage. Hormis cela, le halo est raisonnablement bien représenté par ce modèle. C'est aussi ce que montrent les profils de brillance de surface (en bas à droite). Le profil du modèle (en rouge) s'ajuste en effet correctement (en considérant les barres d'erreur) au profil construit sur les données (points noirs – voir section 3.4). Les deux distributions spatiales des composantes "centrale" et "étendue" du modèle sont montrées en bas à gauche et au milieu respectivement. Leurs profils de brillance de surface sont aussi tracés (en bas à droite, en vert pour la composante centrale et en bleu pour la composante du halo). Ainsi, pour cet exemple et d'après notre ajustement, l'émission $Ly\alpha$ est correctement décrite par un modèle à deux composantes exponentielles. Les rayons

caractéristiques sont indiqués en bas à droite et témoignent de la présence d'une composante plus étendue que le continu ($r_{\text{shalo}} = 6.9 \pm 0.4$ kpc et $r_{\text{scont}} \approx 0.5$ kpc, soit une composante "halo" environ 15 fois plus étendue que la composante de la galaxie).

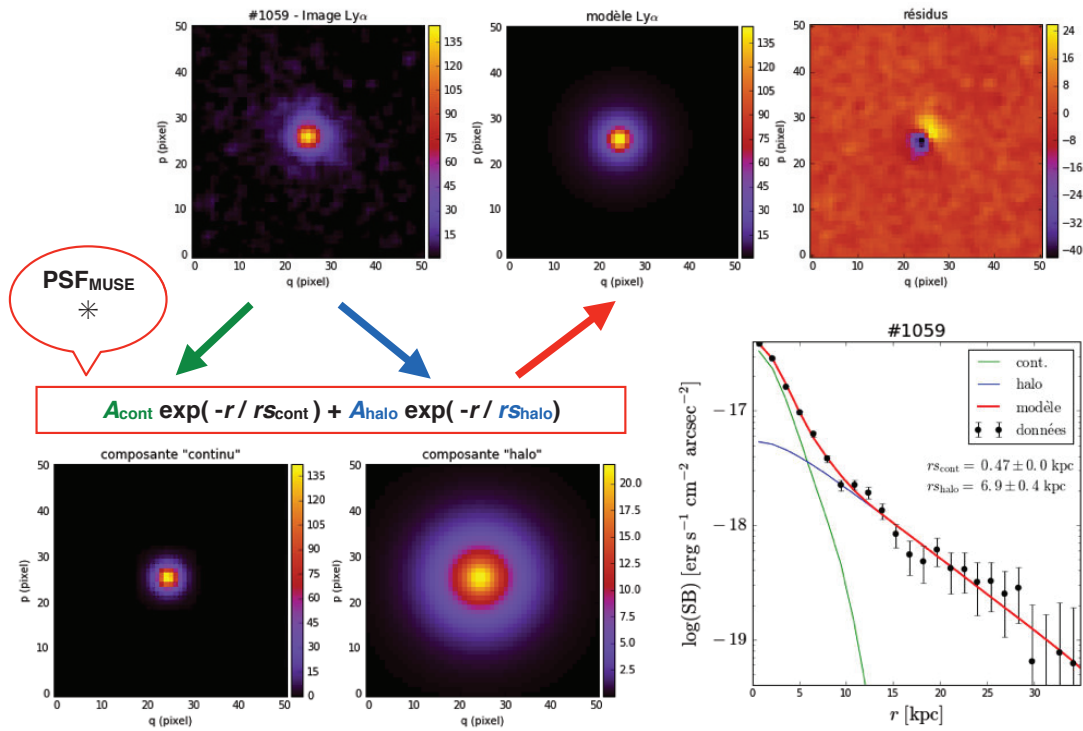


FIGURE 4.1 – Schéma explicatif de la procédure de décomposition de l'émission Ly α par l'ajustement d'un modèle 2D à deux composantes exponentielles. *En haut* : image en bande étroite Ly α (gauche), modèle ajusté (milieu) et résidus de l'ajustement (droite). *En bas* : les images des deux composantes exponentielles "centrale" et "étendue" obtenues par l'ajustement du modèle (respectivement à gauche et au milieu) et les profils radiaux de brillance de surface de l'image Ly α (points noirs), de l'image modélisée (en rouge) et des deux composantes (centrale en vert et étendue en bleu). Les rayons caractéristiques des composantes sont affichés. L'expression du modèle (Eq. 4.2) est aussi indiquée.

La figure 4.2 montre quelques autres exemples de profils radiaux et permet notamment la comparaison entre le profil de l'émission Ly α construit sur les données (points noirs) et son modèle ajusté (en rouge). Ces exemples sont choisis pour être représentatifs de la diversité des halos de l'échantillon (plus ou moins lumineux et/ou étendus). Tout d'abord, cette figure montre qu'une distribution exponentielle circulaire à deux composantes décrit correctement celle de l'émission Ly α . De plus, dans la plupart des cas la composante centrale (en vert) apparaît plus intense et plus "piquée" que celle du halo (en bleu) qui est beaucoup plus "plate". Certains LAEs montrent alors deux composantes très différentes, témoignant ainsi de la présence d'une émission diffuse autour de la galaxie (e.g. #1185, #82, #6297), alors que pour d'autres objets la présence d'un halo est moins évidente (e.g. #6498, #6534, #218).

De cette décomposition résultent le rayon caractéristique de l'émission Ly α ainsi que les flux respectifs de chaque composante. Il faut cependant noter que l'ajustement ne converge pas toujours et peut alors fournir des valeurs totalement aberrantes (i.e. non

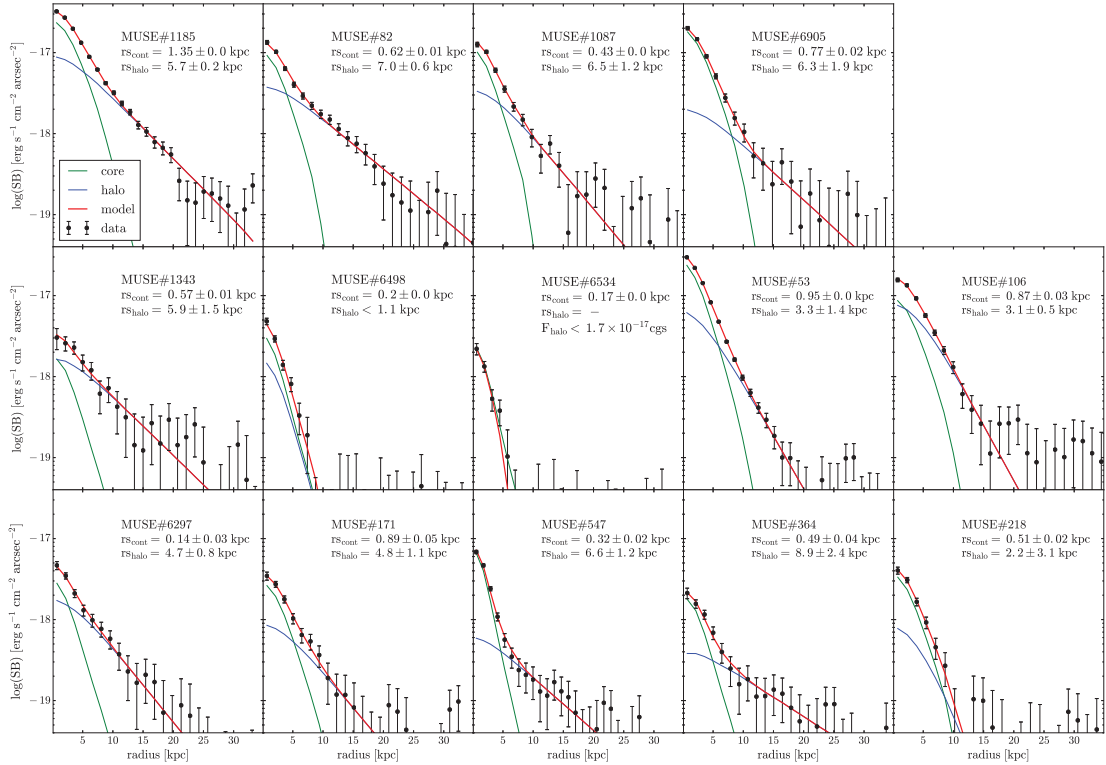


FIGURE 4.2 – Comparaison des profils radiaux construits sur les données (points noirs) et modélisés (rouge). Les profils des composantes "centrale" et "étendue" sont montrés en vert et bleu respectivement. Les rayons caractéristiques résultants sont indiqués en haut à droite (voir sections 4.3.3 et 4.3.4 pour la détermination des limites supérieures). Les exemples montrés sont représentatifs de notre échantillon (distribution plus ou moins étendue et/ou lumineuse).

physiques). Afin de tester notre procédure d'ajustement pour définir les limites de la méthode, celle-ci est testée sur des distributions $Ly\alpha$ simulées (voir section 4.3).

4.2 Estimation des erreurs

Les erreurs sur les différents paramètres du modèle ajusté sont estimées en répétant l'ajustement 100 fois sur l'image du modèle obtenu (sans bruit) à laquelle est ajouté du bruit de "type MUSE". Le bruit MUSE est supposé suivre une distribution gaussienne dont la variance est fixée, pixel à pixel, à celle du pixel correspondant dans le cube de donnée de l'objet étudié.

Une image du bruit, directement extraite du cube de données, est montrée en exemple sur la figure 4.3 (en haut à gauche). Cette image est obtenue en sommant le cube de données sur une zone vide d'une largeur de 6 \AA (correspondant à la largeur spectrale moyenne des images en bande étroite $Ly\alpha$ – voir section 3.2.1). La fonction de densité de probabilité de la loi normale correspondante est tracée en noire (à droite) et la valeur de son écart-type σ est indiqué en haut à gauche. Afin de tester la nature de la distribution du bruit de l'UDF, un test de normalité sur plus de 60 distributions de bruit obtenues à plusieurs positions spatiales et spectrales du cube est effectué (Pearson et al. 1977). La p-valeur du test d'hypothèse obtenue est de ≈ 0.37 . L'hypothèse nulle (i.e. la distribution est normale) ne peut donc pas être rejetée ce qui signifie que la distribution de bruit a

une grande probabilité de suivre une loi normale. L'image du bruit située en bas à gauche de la figure 4.3 représente, quant à elle, une image générée à partir de la variance du cube sous l'hypothèse d'un bruit gaussien. Elle est créée pixel à pixel à partir de la variance de l'image du bruit (image en haut à gauche). La comparaison de la distribution de bruit extraite directement du cube avec celle estimée à partir de la variance des données montre qu'il est correct de considérer le bruit des cubes de données MUSE comme gaussien. La variance du cube considérée tient compte du facteur appliqué pour la correction de la co-variance du bruit (voir Bacon et al. (2017) pour plus de détails).

Une fois l'ajustement réalisé sur les 100 images de l'objet ainsi générées, l'erreur finale sur chacun des paramètres est estimée par l'écart-type des 100 valeurs obtenues pour chaque distribution de bruit.

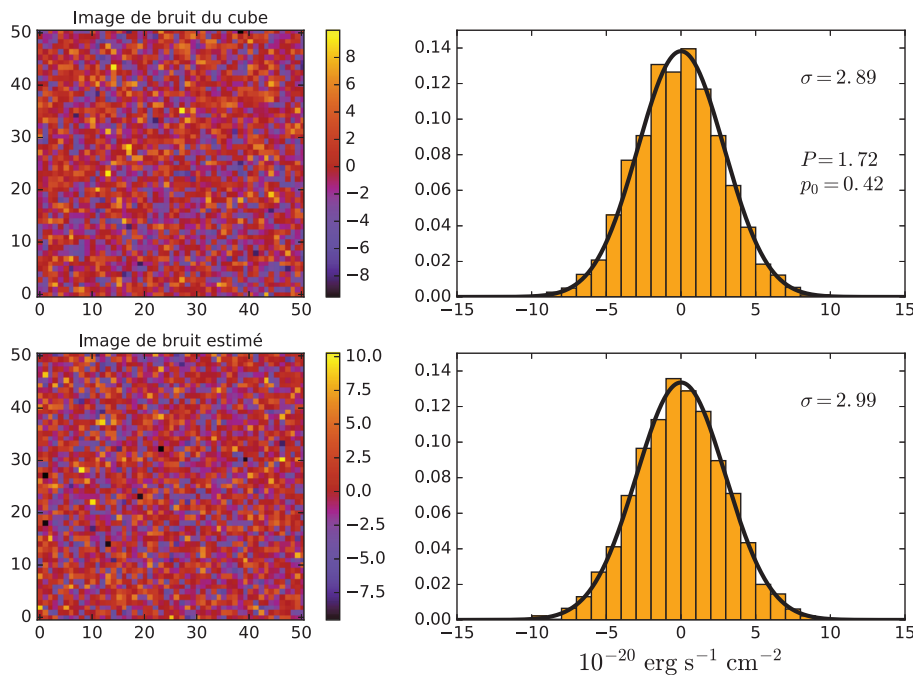


FIGURE 4.3 – Exemples d'images de bruit extrait du cube MUSE (en haut) et généré en utilisant l'image de variance (en considérant un bruit gaussien – en bas). La distribution de bruit de chaque image est montrée à droite. L'ajustement de la distribution normale correspondante est tracée en noir et l'écart-type correspondant est indiqué en haut à droite. Afin de vérifier que la distribution de bruit extraite du cube MUSE (en haut) suit une loi normale, un test de normalité (Petrosian 1976) est effectué. Le coefficient P et la p-valeur p_0 du test sont indiqués.

L'erreur sur le rayon caractéristique du continu rs_{cont} (estimé sur l'image HST) est obtenue de manière similaire. Pour cela, une image de variance de chacune des images HST utilisées a ainsi été créée en calculant la variance pixel à pixel de régions vides (>100) de l'image ($50 \times 50 \text{ pix}^2$). Des images de bruit sont ensuite générées de la même manière que précédemment (i.e. à partir des images de variance et en considérant un bruit gaussien – p-valeurs des tests de normalité effectués sur les images HST de bruit : 0.478, 0.481 et 0.482 pour le bruit des images F105W, F225W et F814W respectivement). L'ajustement est finalement effectué 100 fois pour différentes réalisations de bruit. L'erreur sur le rayon caractéristique rs_{cont} est estimée par le calcul de l'écart-type des valeurs obtenues pour les 100 ajustements.

4.3 Robustesse de la méthode – Limites de détection

Afin de valider notre procédure de modélisation des distributions spatiales de l'émission $Ly\alpha$ et du continu UV, celle-ci a été testée sur des distributions simulées, autrement dit de paramètres connus (section 4.3.1). Cette étape de validation sur données simulées est indispensable puisqu'elle permet d'estimer les limites de détection de la méthode et, en particulier, d'étudier sa sensibilité à la qualité des données (section 4.3.2). Ces tests permettent aussi de déterminer les tailles et flux limites des halos pouvant être détectés par l'intermédiaire de cette méthode (sections 4.3.3 et 4.3.4).

4.3.1 Les simulations

Simulations de l'émission $Ly\alpha$ vue par MUSE

Les distributions $Ly\alpha$ simulées sont constituées de deux composantes exponentielles circulaires (tout comme le modèle adopté) et sont de tailles et de luminosités variées. Leurs rayons caractéristiques prennent les valeurs $r_{s,halo}=[0.4'', 0.6'', 1.0'', 1.4'', 1.8'', 2.2'']$ ou encore [2, 3, 5, 7, 9, 11] pixels MUSE. Les amplitudes centrales de flux dans les halos A_{halo} s'étendent de 1.0×10^{-21} à 1.5×10^{-18} erg s⁻¹ cm⁻². Ces valeurs sont représentatives de notre échantillon d'objets et permettent aussi de tester la détection de halos très peu lumineux ($F_{halo} \geq 1.5 \times 10^{-19}$ erg s⁻¹ cm⁻²). La taille et l'amplitude au centre de la composante centrale sont fixées en fonction des paramètres de la composante du halo tel que $r_{s,cont} = r_{s,halo}/10$ et $A_{cont} = 30 \times A_{halo}$ respectivement. Ces relations sont issues des résultats obtenus pour les objets réels de l'échantillon (voir section 5.4.2). L'échantillon de test est finalement composé de 42 images simulées de halo de taille et de flux variés. Quelques exemples sont montrés sur la figure 4.4.

Avant de procéder à l'ajustement du modèle (décrit dans la section précédente 4.1), du bruit est ajouté. Ce bruit gaussien est estimé dans une fenêtre spectrale de 6Å autour de la bande à 6000Å (région au centre de la couverture spectrale de MUSE) selon la même procédure que dans le paragraphe précédent (4.2) à la différence que la variance utilisée ne vient pas d'un seul objet mais de 8 répartis dans le champ (i.e. image médiane des images de variance de 8 objets). De plus, la FWHM de la PSF de MUSE est fixée à la valeur médiane de l'échantillon d'objets réels (0.66'' et 0.67'' pour les données de l'udf-10 et de la mosaic respectivement). Des exemples d'images en bande étroite $Ly\alpha$ simulées et bruitées sont présentées sur la figure 4.5. La différence d'intensité du bruit dans les données de la mosaic (à gauche) et de l'udf-10 (à droite) est nettement appréciable.

Ainsi pour chaque objet simulé, l'ajustement du modèle est lancé à 100 reprises avec une réalisation de bruit différente. La valeur moyenne des 100 valeurs obtenues pour chaque paramètre est considérée comme la valeur de l'ajustement et l'erreur sur la mesure est estimée par l'écart-type des 100 mesures obtenues.

Simulations de l'émission continue des galaxies vue par le HST

Les distributions du continu UV des galaxies sont modélisées par une simple distribution exponentielle s'exprimant sous la forme donnée par l'équation 4.3. Leurs rayons caractéristiques $r_{s,cont}$ et amplitudes A sont choisis pour être représentatifs des paramètres obtenus sur les données réelles (voir section 5.4.1) ainsi que pour tester les limites de détection avec notamment la construction de distributions très peu lumineuses et compactes.

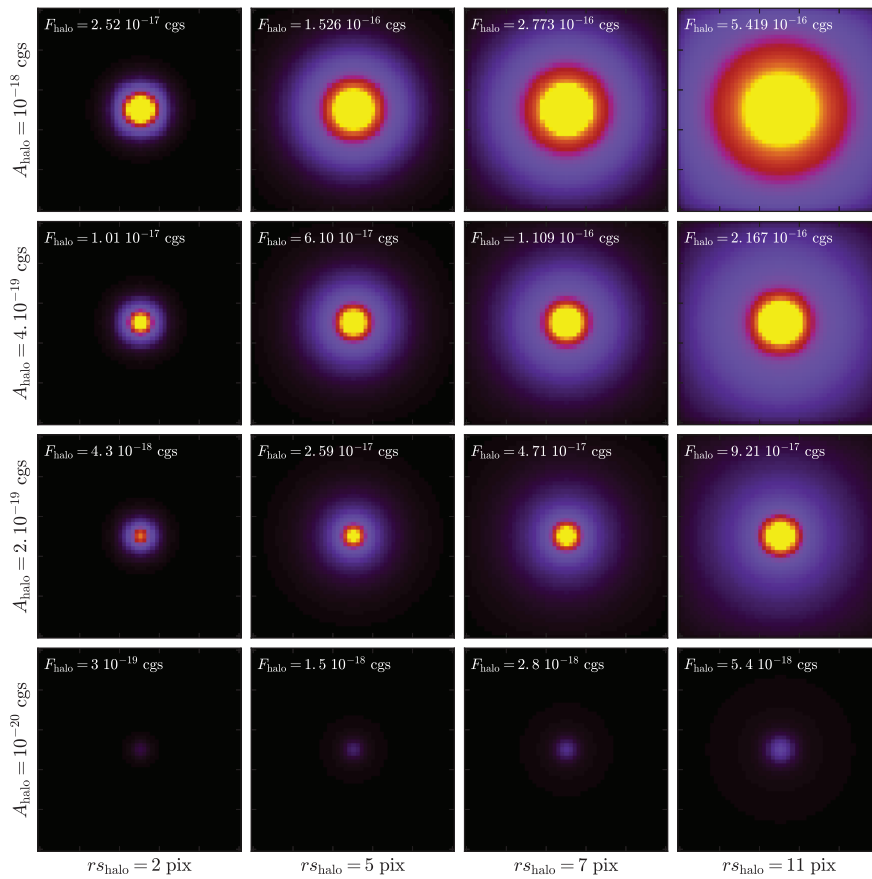
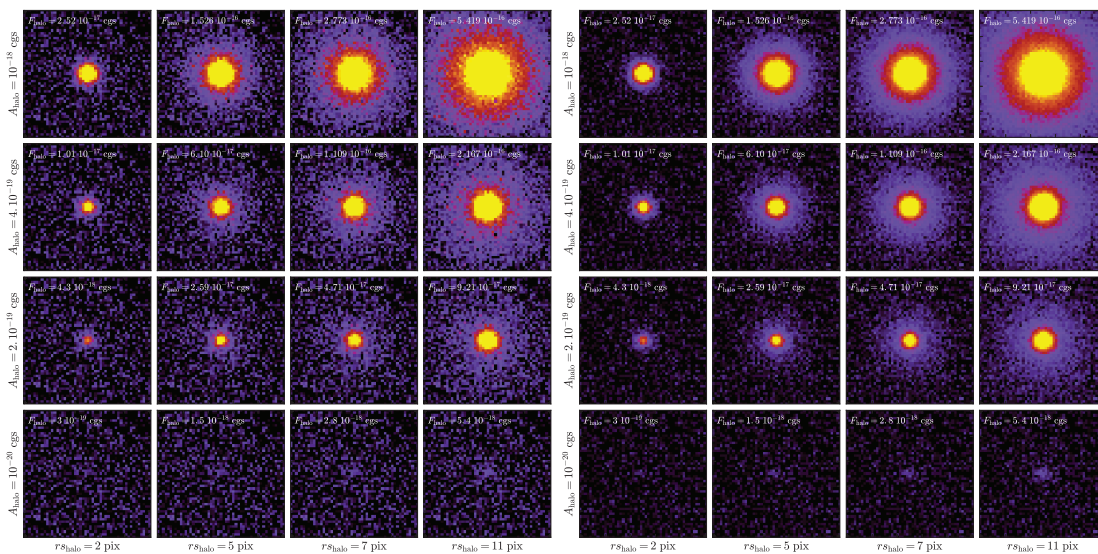


FIGURE 4.4 – Exemples de distributions simulées sans bruit créées selon l'équation 4.2. L'amplitude A_{halo} et le rayon caractéristique $r_{s\text{halo}}$ de la composante étendue des distributions sont croissants vers le haut et vers la droite respectivement. Le flux de la composante du halo est indiqué en haut à gauche de chaque image. Les valeurs maximales et minimales d'affichage sont les mêmes pour toutes les images et sont choisies de manière à faciliter la comparaison visuelle.



(a) Bruit des données de la mosaïc

(b) Bruit des données de l'udf-10

FIGURE 4.5 – Mêmes exemples de distributions simulées que sur la figure 4.4 auxquelles du bruit a été ajouté. À gauche (4.5a) le bruit est estimé sur le cube de mosaïc et à droite (4.5b) sur le cube, plus profond, de l'udf-10.

Les paramètres $r_{s,\text{cont}}$ et A prennent les valeurs $r_{s,\text{cont}}=[0.16'', 0.14'', 0.13'', 0.12'', 0.11'', 0.10'']$ et $[600, 300, 100, 50, 10]\times 10^{-20}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ respectivement. La FWHM de la PSF des images HST est de $0.09'', 0.19''$ et $0.19''$ pour l'image F814W, F105W et F125W respectivement. Le bruit ajouté à ces simulations est estimé pour chaque image HST utilisée en sélectionnant des zones vides de l'image comme expliqué dans la section 4.2.

Ainsi, 30 distributions simulées du continu UV sont créées pour chaque image HST. Étant donné la similitude des propriétés de bruit et de profondeur des images F105W et F125W, seuls les résultats d'un set de simulations (celui de F105W) seront montrés.

4.3.2 Limite en S/B

L'objectif est maintenant de tester la sensibilité de la méthode vis à vis de la qualité du signal $Ly\alpha$, autrement dit de trouver la valeur du S/B limite de l'image $Ly\alpha$ pour laquelle cette méthode de décomposition ne permet plus de retrouver les paramètres de halos fixés en entrée par construction des simulations. Les résultats de l'ajustement du modèle sur les simulations sont donc exploités.

Le S/B de l'image simulée est mesuré dans une ouverture circulaire de rayon r_{COG} (voir section 3.3.2) et est défini comme le flux (somme des pixels p_i) divisé par la racine carrée de la somme des variances σ^2 des pixels dans l'ouverture A soit :

$$S/B_A = \frac{\sum_{p_i \in A} f_{p_i}}{\sqrt{\sum_{p_i \in A} \sigma_{p_i}^2}} \quad (4.4)$$

L'ouverture A est choisie de manière à inclure le maximum de flux et à minimiser l'ajout de bruit. Elle est donc propre à chaque objet. L'utilisation d'une ouverture unique et large aurait, en effet, pour conséquence de fortement dégrader le S/B des images des objets compacts. Cette méthode permet donc de calculer de manière cohérente et pour chaque objet la puissance du signal $Ly\alpha$. De plus, cette mesure du S/B est facilement réalisable sur les données réelles puisqu'elle correspond au flux $Ly\alpha$ mesuré sur l'image en bande étroite (voir section 3.3.2) divisé par son erreur.

La valeur du rayon caractéristique issue de l'ajustement du modèle est tracée en fonction du S/B de l'image simulée sur la figure 4.6. Chaque couleur correspond à un rayon différent (fixé par construction) des objets simulés (ligne horizontale en pointillés). D'après cette figure, le rayon caractéristique est correctement retrouvé par notre méthode d'ajustement (en prenant en compte les barres d'erreur) lorsque le S/B de l'image est supérieur à 6 environ (ligne verticale noire tiretée) pour les données de la *mosaic* (4.6a) et de l'*udf-10* (4.6b). En deçà, les rayons caractéristiques résultants sont très incertains voire physiquement aberrants.

Ainsi, en se basant sur cette analyse, seuls les objets dont le S/B de l'image $Ly\alpha$ est supérieur à 6 seront modélisés (voir section 5.1).

4.3.3 Flux Limites

Flux minimum détectable dans le halo $Ly\alpha$

L'aptitude de la méthode à détecter les halos peu lumineux est aussi testée. Cette limite de détection en flux $F_{\text{halo,lim}}$ est directement liée au rayon caractéristique du halo $r_{s,\text{halo}}$ étant donné que la brillance de surface décroît en fonction du rayon. Pour ce test, les mêmes simulations et résultats que précédemment sont utilisés. La figure 4.7 montre le flux du halo en fonction de son rayon caractéristique. Les rayons déterminés en entrée (par construction) sont indiqués par les lignes verticales en pointillés et les valeurs obtenues après l'ajustement (points avec les barres d'erreur) suivent le même code couleur. Les

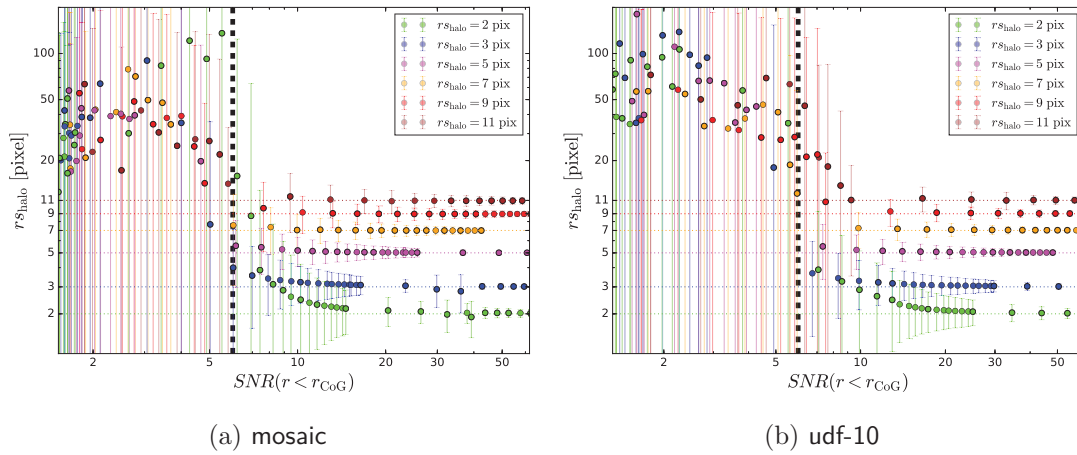


FIGURE 4.6 – Rayons caractéristiques du modèle r_{shalo} obtenus après ajustement sur les distributions simulées en fonction du S/B de l'image. Les valeurs imposées par construction sont indiquées par les lignes horizontales $r_{\text{shalo}} = [2, 3, 5, 7, 9, 11]$ pixels MUSE. Les valeurs obtenues après l'ajustement ont le même code couleur. Le S/B de l'image ajustée est calculé dans une ouverture de rayon r_{CoG} (voir le texte pour plus de détails). La ligne verticale tiretée noire représente le S/B (6) au deçà duquel les valeurs de r_{shalo} ne sont plus retrouvées par la procédure. Les graphiques de gauche (4.6a) et de droite (4.6b) représentent les résultats obtenus pour mosaic et de l'udf-10 respectivement.

résultats obtenus sur les images simulées avec du bruit extrait du cube de la mosaic et de l'udf-10 sont montrés à gauche (4.7a) et à droite (4.7b) respectivement. La limite en flux est choisie linéairement proportionnelle au rayon caractéristique et est ajustée visuellement sur chacun des graphiques.

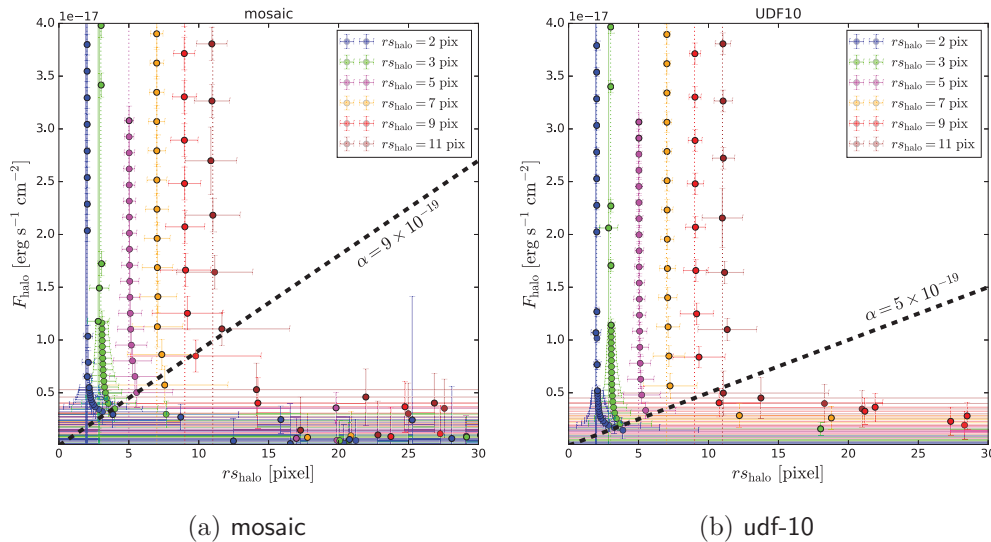


FIGURE 4.7 – Flux du halo mesuré sur les simulations par la méthode d'ajustement du modèle 2D en fonction du halo caractéristique correspondant. Chaque couleur correspond à un rayon caractéristique différent (imposé par construction des simulations). La droite tiretée noire de pente α correspond au facteur limite au deçà duquel notre procédure ne permet plus de retrouver les bons paramètres de halo. Les graphiques 4.7a et 4.7b donnent les résultats du test pour les simulations du cube de la mosaic et de l'udf-10 respectivement.

Ainsi, la méthode ne permet pas de détecter les halos de flux inférieur à 9×10^{-19} et 5×10^{-19} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}$ fois le rayon caractéristique pour les données de la *mosaic* et celles de l'*udf-10* respectivement. D'après ces simulations, les données du cube de l'*udf-10* permettent de détecter des halos plus faibles que dans le cube de la *mosaic*. Ce résultat est en quelque sorte rassurant et attendu puisque la qualité de la détection dépend directement du signal sur bruit et donc de la profondeur des données.

Par conséquent, les modèles de halos obtenus tels que $F_{\text{halo}} < F_{\text{halo,lim}}$ ne sont pas fiables et leurs paramètres F_{halo} et $r_{s\text{halo}}$ ne sont donc pas utilisés pour la caractérisation des halos $Ly\alpha$ (voir section 5.1).

Flux minimum du continu UV détectable dans les images HST

L'ajustement du modèle simple exponentiel (équation 4.3) sur les images HST visant à déterminer le rayon caractéristique du continu UV de la galaxie $r_{s\text{cont}}$ est aussi limité par le bruit des images HST. Cette limite se traduit, tout comme pour les données MUSE, par une limite en brillance de surface pouvant être aussi exprimée en limite de flux. Le test est donc effectué de la même manière en utilisant les données simulées du continu (voir section 4.3.1). Les résultats sont montrés sur la figure 4.8. Ainsi, la limite en flux F_{lim} correspond à 5×10^{-22} et 2×10^{-22} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}_{\text{HST}}$ fois le rayon caractéristique pour les données de l'image HST F814W et F105W (et F125W) respectivement.

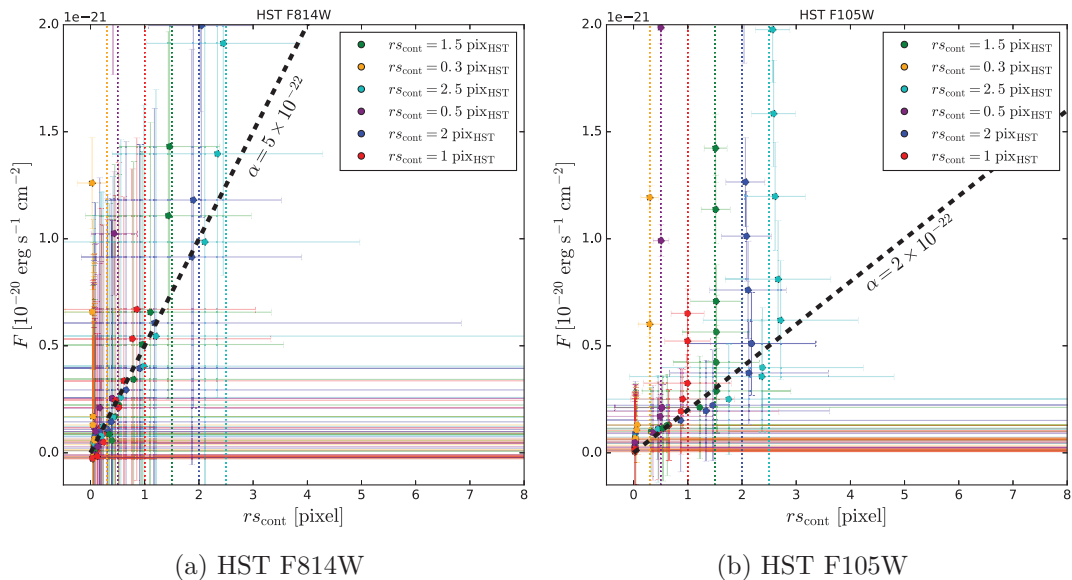


FIGURE 4.8 – Flux mesuré sur les simulations des images HST F814W (à gauche) et F105W (à droite). Chaque couleur correspond à une valeur différente de rayon caractéristique des simulations. La droite noire tiretée représente les limites en flux déterminées visuellement sur le graphique soit 5×10^{-22} et 2×10^{-22} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{pixel}^{-1}_{\text{HST}}$ fois le rayon caractéristique $r_{s\text{cont}}$ pour les images F814W (à gauche) et F105W (et F125W, à droite) respectivement.

4.3.4 Tailles limites

Limite sur la taille du halo $r_{s\text{halo}}$

En plus d'être limitée par la qualité des images, la détection est aussi limitée par la PSF de MUSE. Celle-ci devient en effet particulièrement problématique pour la mesure

des halos compacts. L'étude de cette limite est effectuée sur des distributions simulées construites selon la description exposée dans la section 4.3.1 à la différence que les rayons caractéristiques sont choisis plus petits et sont exprimés en fonction de la FWHM de la PSF de MUSE : $r_{\text{halo}} = [1/6, 1/5, 1/4, 1/3, 1/2, 2/3] \times FWHM_{\text{PSF,MUSE}}$ avec $FWHM_{\text{PSF,MUSE}} = 0.66''(0.67'')$ correspondant aux valeurs moyennes mesurées sur les données de la *mosaic* (l'udf-10).

Les résultats de l'ajustement du modèle sont donnés sur la figure 4.9 où l'amplitude des halos est affichée en fonction du rayon caractéristique exprimé en fraction de FWHM de la PSF MUSE. Les valeurs fixées en entrée sont indiquées par les lignes en pointillés et les différentes couleurs correspondent à différents rayons caractéristiques. Ainsi seules les tailles caractéristiques supérieures à un quart de la PSF MUSE sont correctement retrouvées par la méthode d'ajustement. Cette limite est similaire pour les données de la *mosaic* (à gauche 4.9a) et de l'udf-10 (à gauche 4.9b).

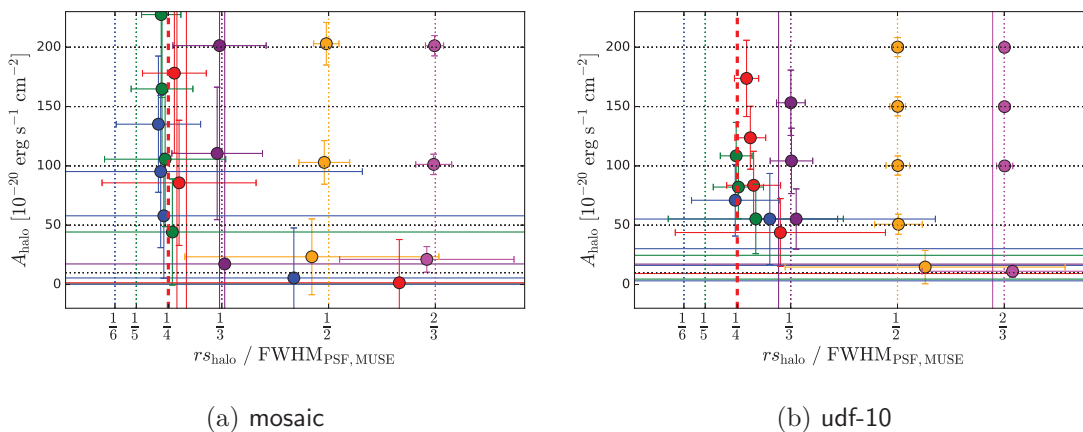


FIGURE 4.9 – Intensités des halos tracées en fonction de leur tailles caractéristiques retrouvés par la procédure d'ajustement sur données simulées. r_{halo} est ici exprimé en fraction de FWHM de la PSF MUSE. Chaque couleur correspond à un rayon caractéristique différent. $FWHM_{\text{PSF,MUSE}}$ correspond à la valeur moyenne des PSFs calculées dans les champs de la *mosaic* et de l'udf-10 soit respectivement $0.66''$ et $0.67''$. La ligne verticale tiretée rouge épaisse correspond à la limite de détection observée à la fois dans les données de la *mosaic* (à gauche 4.9a) et de l'udf-10 (à droite 4.9b).

Ainsi, les rayons caractéristiques compacts tels que $r_{\text{halo}} < 1/4 \times FWHM_{\text{PSF,MUSE}}$ ne peuvent pas être mesurés par la méthode d'ajustement proposée. La PSF de MUSE étant fonction du redshift, les valeurs limites $r_{\text{halo,lim}}$ varient de 0.85 kpc à 1.48 kpc pour le domaine de redshift couvert par MUSE. Cette valeur limite est considérée comme une limite supérieure sur r_{halo} pour les objets détectés avec $r_{\text{halo}} < r_{\text{halo,lim}}$ (voir la section 5.3.1).

Limite sur la taille du continu r_{scont}

Ce test a aussi été réalisé sur les simulations des données HST. La PSF des images HST étant beaucoup plus petite que celle des données MUSE (~ 3 à 7 fois en moyenne et en fonction des images et des cubes utilisés), il est légitime de s'attendre à ce que celle-ci ait un impact moins important sur la détection. Les résultats de ces tests, réalisés sur les images F814W ACS/WFC et F105W WFC3/IR, sont donnés sur la figure 4.10, respectivement à gauche (4.10a) et à droite (4.10b). Ainsi, les paramètres résultants de l'ajustement

dévié fortement de leurs valeurs initiales "vraies" lorsque $r_{s_{\text{cont}}} \lesssim 1/26 FWHM_{\text{PSF,HST}}$. En considérant le domaine de redshift couvert par notre échantillon, cette limite $r_{s_{\text{cont,lim}}}$ varie de ≈ 0.02 kpc à ≈ 0.06 kpc selon l'image HST utilisée. L'ajustement du modèle sur les images HST du continu des galaxies peut ainsi permettre de mesurer de très petites galaxies et ce de manière très précise (toujours dans l'hypothèse de symétrie circulaire et du modèle exponentiel). Dans le cas où $r_{s_{\text{cont}}} < r_{s_{\text{cont,lim}}}$ alors $r_{s_{\text{cont,lim}}}$ est considéré comme une limite supérieure.

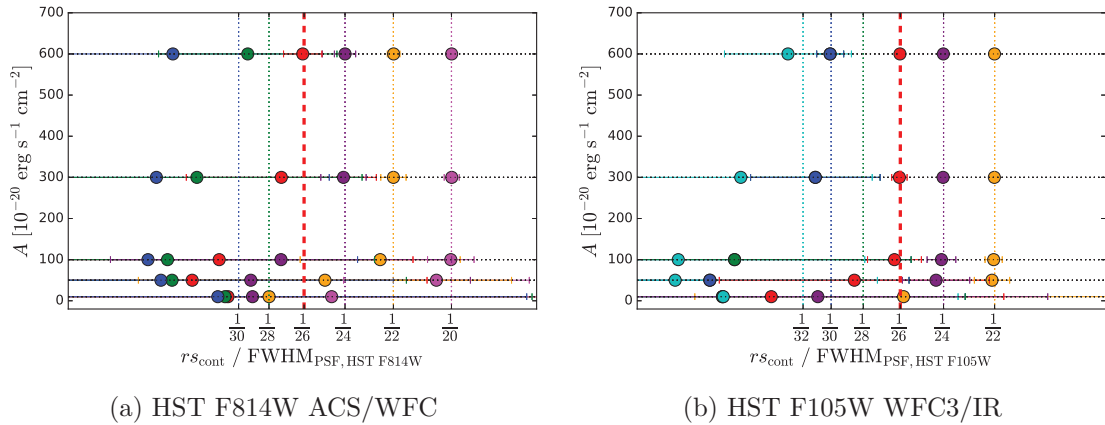


FIGURE 4.10 – Intensité du continu HST en fonction de sa taille caractéristique $r_{s_{\text{cont}}}$ mesurées par notre procédure d'ajustement sur les images HST. $r_{s_{\text{cont}}}$ est ici exprimé en fraction de FWHM de la PSF HST. Chaque couleur correspond à un rayon caractéristique différent. $FWHM_{\text{PSF,HST}}$ correspond à $0.09''$ et $0.19''$ pour l'image F814W et F105W. La ligne verticale tiretée rouge épaisse correspond à la limite de détection déterminée graphiquement (à gauche 4.10a pour l'image F814W et à droite 4.10b pour l'image F105W).

4.4 Résumé de ce chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle utilisé pour décrire les halos $Ly\alpha$ détectés dans les données MUSE de l'UDF. Ce modèle, à deux composantes, permet de différencier l'émission provenant de la galaxie (composante centrale) de celle venant du halo et, par conséquent, d'étudier l'émission du gaz environnant la galaxie de manière indépendante. Cette étape de décomposition apparaît de ce fait cruciale pour l'étude du CGM. C'est pour cette raison que les limites de la méthode ont été scrupuleusement étudiées. La robustesse de l'ajustement du modèle a ainsi été testée et caractérisée sur des données simulées.

Ces simulations ont été construites de manière à être les plus semblables possible aux données réelles avec notamment l'utilisation de bruit ayant les mêmes caractéristiques que celui des données utilisées (HST et MUSE). D'après les différents tests présentés, la qualité de l'ajustement des modèles de l'émission du continu UV (équation 4.3) et de l'émission $Ly\alpha$ (équation 4.2) est limitée par la PSF des images HST et de MUSE respectivement ainsi que par le bruit des données qui limite la détection des halos ayant une brillance de surface trop faible. Ces limites de sensibilité sont exprimées en termes de "flux limite" détectable dans la galaxie pour l'émission du continu UV et dans le halo pour l'émission $Ly\alpha$ et dépendent du rayon caractéristique correspondant.

Les limites de détection de notre méthode pour chacun des paramètres des modèles sont résumés ci-après :

- $r_{s_{\text{halo},\text{lim}}} = 1/4 \times FWHM_{\text{PSF},\text{MUSE}}$
- $r_{s_{\text{cont},\text{lim}}} = 1/26 \times FWHM_{\text{PSF},\text{HST}}$
- $F_{\text{halo},\text{lim}} = 9.10^{-19} \times r_{s_{\text{halo}}} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ pour les halos de la **mosaic**
 $F_{\text{halo},\text{lim}} = 5.10^{-19} \times r_{s_{\text{halo}}} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ pour les halos de l'**udf-10**
- $F_{\text{cont},\text{lim}} = 5.10^{-22} \times r_{s_{\text{cont}}} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ pour l'image HST F814W
 $F_{\text{cont},\text{lim}} = 2.10^{-22} \times r_{s_{\text{cont}}} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ pour les images HST F105W et F125W.

Il est important de noter que ces procédures d'ajustement sont menées sous l'hypothèse forte de la symétrie circulaire. Les hypothèses et limites de travail maintenant connues, l'analyse du CGM s'appuyant sur ce modèle est exposée dans le chapitre suivant.

5

Analyse des halos Ly α

5.1	Nouvel échantillon d'étude	92
5.2	Détection des halos Lyα	93
5.2.1	Fiabilité de l'ajustement du modèle	93
5.2.2	Test statistique de la présence d'un halo	94
5.3	Propriétés des halos	95
5.3.1	Tailles caractéristiques des halos	95
5.3.2	Flux et Fraction de flux dans le halo	96
5.3.3	Luminosité et Largeur équivalente totales	98
	Luminosité totale et taille du halo	98
	Largeur équivalente et taille du halo	98
5.4	Lien entre la galaxie hôte et son halo Lyα	100
5.4.1	Propriétés UV des LAEs et tailles des halos	100
	Magnitude UV / halo Ly α	100
	Pente du continu UV β / halo Ly α	102
5.4.2	Comparaison des tailles	103
5.5	Évolution des halos Lyα	105
5.5.1	Évolution entre $z=3$ et $z=6$	105
5.5.2	Évolution entre $z \sim 0$ et $z > 3$	105
5.6	Lien entre les propriétés spatiales et spectrales de l'émission Lyα	108
5.6.1	Lien entre la forme de la raie Ly α et les propriétés de la galaxie	108
	Raie Ly α vs. propriétés Ly α	108
	Raie Ly α vs. propriétés UV	110
5.6.2	Évolution du profil de raie en fonction de la distance au centre de la galaxie	111
5.6.3	Évolution de la raie Ly α pixel par pixel	114
5.7	Résumé de ce chapitre	115

Ce chapitre réunit les résultats de l'étude individuelle des halos Ly α autour des galaxies de l'UDF détectées dans les données MUSE. Ces résultats étant dérivés en grande partie de la procédure de modélisation des halos décrit dans le chapitre précédent (4), notre échantillon de galaxies étudiées est, dans un premier temps, redéfini selon les limites de détection établies (section 5.1). Les résultats de détection des halos Ly α sont donnés dans la section 5.2 et leurs propriétés en termes de taille et de flux sont étudiées dans la section 5.3. Dans la section 5.4, nous recherchons un lien potentiel entre les galaxies et

leurs halos $Ly\alpha$ en comparant leurs propriétés. L'évolution des halos avec le redshift est analysée dans la section 5.5. Enfin, dans la dernière section 5.6, nous explorons le lien entre les propriétés spatiales de l'émission $Ly\alpha$ et son profil spectral.

5.1 Nouvel échantillon d'étude

De part les limites de détection définies dans le chapitre précédent, l'échantillon d'étude doit être redéfini. En effet, les objets pour lesquels l'ajustement du modèle n'est pas fiable (d'après les tests sur simulations – cf. section 4.3) sont retirés. De plus, l'objectif de cette analyse étant l'étude du CGM autour des galaxies individuelles et notamment la comparaison des propriétés du CGM avec la galaxie hôte, seuls les LAEs "isolés" sont analysés. La présence d'un voisin peut en effet "contaminer" leur CGM respectif et par conséquent altérer la mesure du flux $Ly\alpha$ ou de taille de l'émetteur étudié. Le nouvel échantillon est donc construit à partir de l'ancien (voir section 3.1) auquel sont retirés :

- les 29 paires et 8 systèmes triples de LAEs (voir section 3.1.2),
- 44 LAEs dans le champ de l'udf-10 et 290 dans le champ de la *mosaic* qui ne respectent pas le critère en S/B défini dans le chapitre précédent (4.3.2). Ce critère impose un S/B minimum de 6 dans une ouverture de rayon r_{CoG} (défini dans la section 3.3.2) dans l'image en bande étroite $Ly\alpha$.

Ainsi, 57 et 221 galaxies sont sélectionnées pour la suite de l'étude dans les champs de l'udf-10 et de la *mosaic* respectivement. 26 objets se trouvent dans les deux jeux de données ; seuls les résultats obtenus dans le cube de l'udf-10 sont exploités car la qualité des données est meilleure. Afin de caractériser l'impact de la profondeur des données sur nos mesures, une comparaison entre les propriétés des halos mesurées sur les distributions $Ly\alpha$ du cube de données de l'udf-10 et de celui de la *mosaic* est donnée dans l'annexe B. Finalement, le nouvel échantillon est constitué de 252 galaxies distinctes. Ces émetteurs $Ly\alpha$ ont un redshift allant de 2.93 à 6.04 et un continu UV plus ou moins intense ($-15 \geq M_{UV} \geq -22$). Leurs flux $Ly\alpha$ sont calculés selon la méthode présentée dans la section 3.3.2 et valent entre $\approx 1.6 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et $\approx 1.1 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Les distributions en z , $F_{Ly\alpha}$ et M_{UV} de ce nouvel échantillon, avant l'application du critère en S/B (gris) et après (violet foncé pour les objets de l'udf-10 et violet clair pour ceux de la *mosaic*) sont présentées sur la figure 5.1.

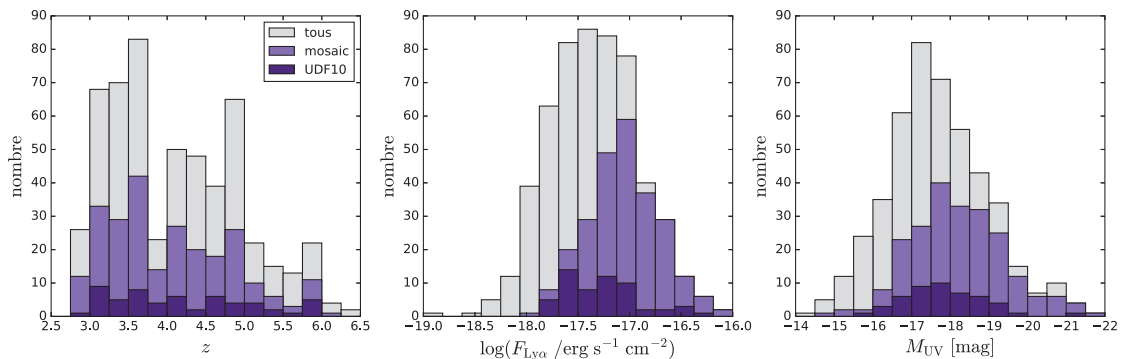


FIGURE 5.1 – Distribution en z , $F_{Ly\alpha}$ et M_{UV} de l'échantillon de LAEs individuels dans l'udf-10 (violet foncé) et dans la *mosaic* (violet clair). L'histogramme gris montre les distributions de notre échantillon (udf-10 et *mosaic*) sans le critère de sélection en S/B. Un biais de sélection vers les LAEs les plus brillantes est alors mis en évidence.

La distribution en flux $Ly\alpha$ montre le biais induit par la sélection en S/B vers les LAEs les plus brillants. Ce biais est aussi observé sur la distribution des magnitudes UV mais dans une moindre mesure.

5.2 Détection des halos $Ly\alpha$

La détection d'un halo $Ly\alpha$ autour d'une galaxie repose sur la décomposition spatiale de son émission $Ly\alpha$ (détaillée dans le chapitre précédent 4). Cette décomposition a été effectuée sur les images $Ly\alpha$ des 252 LAEs constituant le nouvel échantillon (5.1).

La validation de la présence d'un halo $Ly\alpha$ autour d'une galaxie est effectuée en deux étapes. La méthode de décomposition ayant certaines limites (cf. section 4.3), la première étape de validation consiste à évaluer la fiabilité des paramètres mesurés sur chaque objet (5.2.1). Une fois les longueurs caractéristiques et flux de chaque composante estimés, la présence d'un halo autour d'un objet est testée statistiquement (5.2.2).

5.2.1 Fiabilité de l'ajustement du modèle

Les limites de notre méthode de décomposition de l'émission $Ly\alpha$ sont définies dans la section 4.3 et sont listées à la fin du chapitre précédent 4.4.

Les résultats de la modélisation de l'émission $Ly\alpha$ des 252 objets de l'échantillon indiquent que 19 LAEs présentent des valeurs de rayon caractéristique rs_{halo} en dessous du rayon limite $rs_{\text{halo,lim}}$, 62 ont un flux dans la composante "halo" trop faible pour être fiable (soit $F_{\text{halo}} < F_{\text{halo,lim}}$) et 6 galaxies n'ont aucun des deux paramètres de la composante halo au dessus des limites de détection. Les résultats de la modélisation du continu UV sur les images HST indiquent que 14 objets présentent un rayon caractéristique rs_{cont} inférieur à la limite de détection fixée $rs_{\text{cont,lim}}$. Aucun objet ne présente de flux F inférieur à la limite déterminée F_{lim} .

Le tableau de la figure 5.1 résume ces résultats. Ainsi, en retirant les objets pour lesquels $F_{\text{halo}} < F_{\text{halo,lim}}$ (en rouge dans le tableau de la figure 4.7), 184 LAEs peuvent maintenant être caractérisés. Seuls les objets ne respectant pas les limites en flux sont retirés de l'échantillon car, dans ce cas, le rayon caractéristique rs_{halo} est très incertain (cf. section 4.3.3 et figure 4.7). Dans le cas où seul le rayon caractéristique est inférieur à la limite, le flux reste en général valable (dans les barres d'erreur).

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des limites de détection (déterminées dans les sections 4.3.3 et 4.3.4) imposées à l'échantillon de LAEs révisé (5.1). La colonne de droite indique le nombre d'objets total de l'échantillon, le nombre de galaxies ayant des limites supérieures sur les différents paramètres et le nombre de galaxies avec des paramètres "exploitables", autrement dit qui respectent la limite en flux dans le halo $F_{\text{halo,lim}}$. Le nombre d'objets exclus est indiqué en rouge (62+6). La dernière ligne donne le nombre d'objets (en violet) pour lesquels l'ajustement du modèle est considéré comme valide.

Total			252
Limite supérieure sur	rs_{halo}		19
	F_{halo}		62
	rs_{halo} et F_{halo}		6
	rs_{cont}	$< rs_{\text{cont,lim}}$	14
	F	pas de détection HST	21
Paramètres OK			0
			184

5.2.2 Test statistique de la présence d'un halo

Dans la section précédente, nous nous sommes assurés que les paramètres ajustés sur les distributions $\text{Ly}\alpha$ de chaque objet étaient valides (i.e. respectaient les limites de détections). La deuxième étape de validation consiste maintenant à tester la présence d'un halo en comparant statistiquement les rayons caractéristiques du continu UV et de l'émission de chaque objet. Pour cela un test d'hypothèse est mis en place. La probabilité p_0 de l'hypothèse nulle H_0 selon laquelle $r_{s\text{cont}}$ et $r_{s\text{halo}}$ sont identiques est alors calculée en considérant une distribution normale. Un halo $\text{Ly}\alpha$ est dit "détecté" si $p_0 \leq 0.05$. Les objets possédant seulement une limite supérieure sur $r_{s\text{halo}}$ ne sont pas testés (19 objets).

La figure 5.2 montre la probabilité p_0 en fonction de la luminosité $\text{Ly}\alpha$. Ainsi parmi les 165 objets testés (184–18), seules 20 galaxies ne possèdent statistiquement pas de halo significatif. Ce résultat est principalement dû aux grandes incertitudes sur les paramètres du modèle obtenus après ajustement comme en témoignent les grandes barres d'erreur sur la luminosité $\text{Ly}\alpha$ de ces objets (calculées à partir de la variance du cube de données, tout comme les erreurs sur les paramètres). De plus, la majorité des objets dont la probabilité p_0 est inférieure au seuil choisi sont très peu lumineux ($\log(L_{\text{Ly}\alpha}) < 42$) et donc plus difficiles à caractériser. Les 30 LAEs ayant une très grande probabilité d'avoir un halo ($1-p_0 > 0.99999$) sont quant à eux plus lumineux ($\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \geq 42.5$).

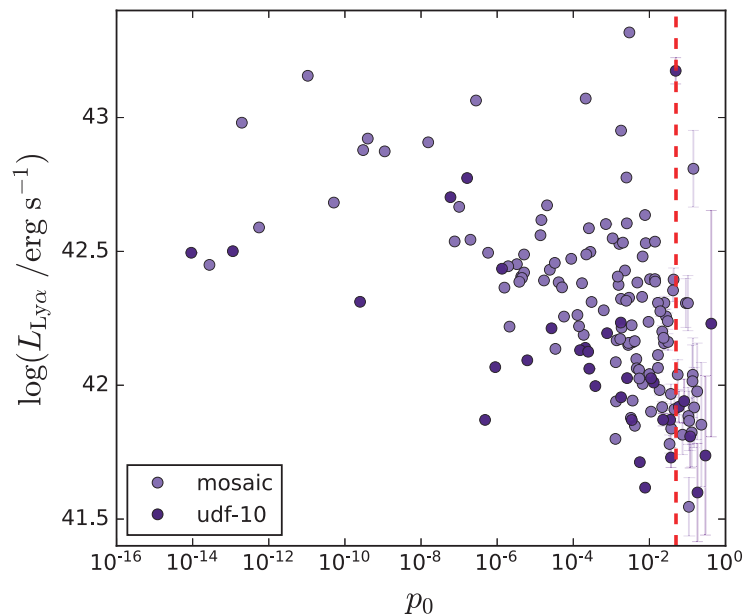


FIGURE 5.2 – Luminosité $\text{Ly}\alpha$ tracée en fonction de la probabilité p_0 témoignant de la présence ($p_0 \leq 0.05$) ou de l'absence d'un halo $\text{Ly}\alpha$ ($p_0 > 0.05$). La ligne verticale tiretée rouge indique le seuil adopté pour la détection, soit 0.05. Les résultats issus des objets de la mosaic sont indiqués en violet foncé et ceux de l'udf-10 en violet clair. D'après ce test, 20 objets ne présentent pas de halo statistiquement significatif.

Ainsi, en considérant seulement les objets avec des paramètres (rayons caractéristiques et flux) fiables et au dessus des limites de détection, 145 galaxies (116 dans la mosaic et 29 dans l'udf-10) montrent un halo $\text{Ly}\alpha$ statistiquement significatif, ce qui représente $\approx 80\%$ de l'échantillon testé (145 LAEs sur 184).

La table D.1 placée en annexe D contient les résultats de l'ajustement du modèle de tous les objets de l'échantillon ainsi que toutes les mesures effectuées pour cette étude.

5.3 Propriétés des halos

Les deux sections précédentes ont permis de redéfinir l'échantillon d'étude et ainsi mieux appréhender et interpréter les résultats obtenus pour caractériser la composante étendue de l'émission Ly α . Cette section se propose maintenant de recueillir et d'analyser ces résultats.

5.3.1 Tailles caractéristiques des halos

L'histogramme présenté sur la figure 5.3 montre la distribution des rayons caractéristiques mesurés sur les 145 galaxies possédant statistiquement un halo Ly α (voir section 5.2). Cette distribution montre ici encore la grande diversité des halos (voir section 3.5) de notre échantillon avec des rayons caractéristiques allant de 1.0 kpc à 18.7 kpc et une valeur médiane de 4.5 kpc. Cette valeur médiane se situe entre celles obtenues par Xue et al. (2017) sur leurs images combinées Ly α (5-6 kpc) et par Wisotzki et al. (2016) sur les images Ly α individuelles (3.4 kpc). Nos résultats sont donc en accord avec les études précédentes des LAEs de faibles masses.

Le point fort de cette analyse est le grand nombre de LAEs étudiés. Notre échantillon permet en effet une étude détaillée de la distribution des paramètres obtenus. Ici, la distribution montre une "aile" plus étendue vers les grands halos ($r_{s_{\text{halo}}} > 7\text{kpc}$). L'"aile" gauche de la distribution est, quant à elle, incomplète à cause de la PSF de l'instrument qui ne permet pas la détection des halos les plus compacts. Ces halos "très" étendus représentent moins de 12% (29 galaxies) de l'échantillon total. Cette faible proportion explique l'absence de tels halos dans le plus petit échantillon de Wisotzki et al. (2016) (le plus grand rayon caractéristique mesuré sur leur échantillon valant $6.9 \pm 4.39\text{ kpc}$).

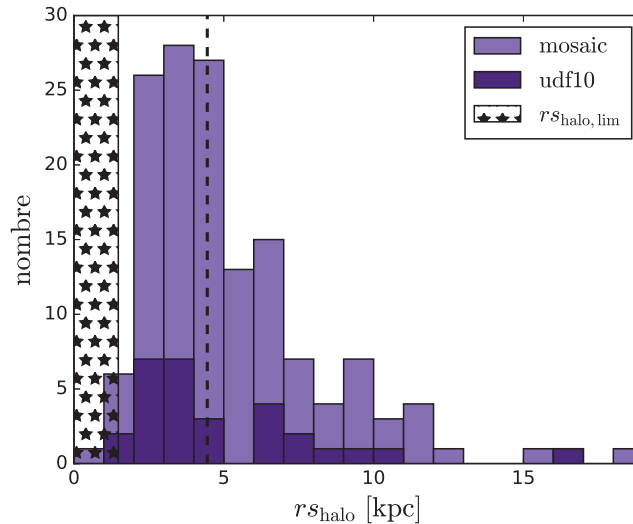


FIGURE 5.3 – Histogramme de la distribution des rayons caractéristiques des halos Ly α . La valeur médiane (4.5 kpc) est indiquée par la ligne verticale noire tiretée. La zone étoilée représente les limites de détection (cf. section 4.3.4). Celles-ci dépendent de la PSF de MUSE et sont par conséquent différentes d'un objet à l'autre. La limite maximale pour l'échantillon est $r_{s_{\text{halo,lim}}} = 1.48$. Les distributions respectives des objets de la mosaic et de udf-10 sont dessinées en violet clair et foncé respectivement.

5.3.2 Flux et Fraction de flux dans le halo

La décomposition en deux composantes de l'émission $Ly\alpha$ permet d'estimer le flux provenant de la galaxie et celui du gaz environnant la galaxie. Les distributions de ces deux paramètres sont montrées par les deux premiers histogrammes de la figure 5.5. Les valeurs médianes du flux dans le halo (au centre) sont de 9.4×10^{-18} et 5.4×10^{-18} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ pour les objets du cube de la *mosaic* et de l'*udf-10* respectivement. Ce résultat témoigne de la présence de halos beaucoup plus lumineux dans le cube de la *mosaic*. Cette observation s'explique statistiquement par le fait que la couverture de champ de la *mosaic* soit 9 fois plus grande que celle de l'*udf-10*. Ce résultat est aussi observable sur la distribution en flux de la composante centrale.

La relation entre le flux et la taille de la composante "halo" est montrée sur la figure 5.4. Cette relation est fortement biaisée par les effets de sélection de l'échantillon dus aux limites de détection sur $r_{s_{\text{halo}}}$ (zone hachurée grise) et F_{halo} (en dessous des droites rouges). La corrélation observée est donc principalement artificielle mais semble réelle pour les halos les plus brillants dans le sens où les halos ayant de grands rayons caractéristiques semblent avoir des halos plus brillants.

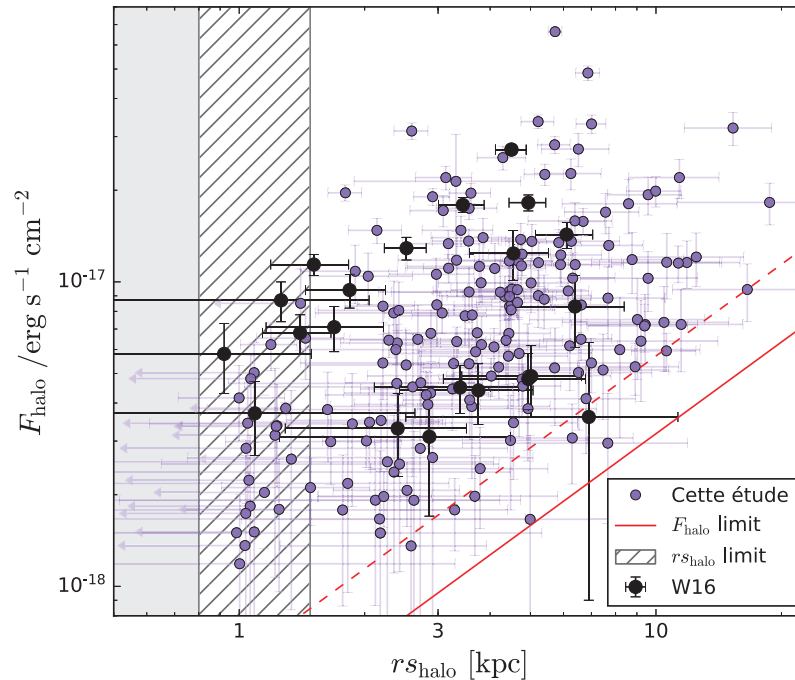


FIGURE 5.4 – Flux en fonction du rayon caractéristique du halo. Les limites de détection sur $r_{s_{\text{halo}}}$ sont indiquées par la zone hachurée grise et celles sur F_{halo} sont indiquées par la droite rouge solide pour les données de la *mosaic* et tiretée pour celles de l'*udf-10*. Les points noirs correspondent aux résultats de Wisotzki et al. (2016).

La décomposition de l'émission $Ly\alpha$ permet aussi de quantifier la fraction du flux $Ly\alpha$ émis dans le halo de chaque galaxie dénotée par la variable X_{halo} et définie comme :

$$X_{\text{halo}} = \frac{F_{\text{halo}}}{F_{\text{cont}} + F_{\text{halo}}} \quad (5.1)$$

Sa distribution est donnée dans le panneau droit de la figure 5.5. Ainsi, le flux du halo représente entre ≈ 17 et 99% du flux total $Ly\alpha$ détecté pour les objets de notre échantillon.

En moyenne, 65% du flux provient d'une région étendue autour de la galaxie. Ce résultat confirme les résultats de Wisotzki et al. (2016) qui estiment la contribution du halo à 70% en moyenne. Il apparait donc crucial de prendre en compte le caractère étendu de l'émission Ly α pour les mesures de flux en considérant une ouverture assez large autour de la galaxie.

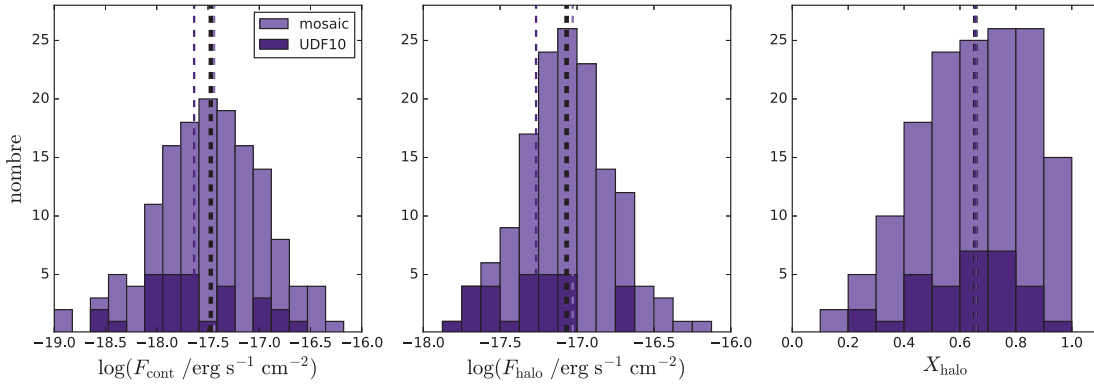


FIGURE 5.5 – Distribution du flux Ly α dans la composante centrale (à gauche), du halo (au milieu) et de la fraction en flux dans le halo (à droite). Les valeurs médianes des distributions sont indiquées par les lignes verticales tiretées (3.4×10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$, 8.6×10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ et 0.65 respectivement de gauche à droite). La valeur médiane des distributions de l'udf-10 et de la mosaic sont données par la ligne verticale de la couleur correspondante.

Il est maintenant possible de regarder si cette fraction est corrélée avec d'autres propriétés du halo ou de l'émission Ly α . La figure 5.6 montre la fraction X_{halo} tracée en fonction des rayons caractéristiques $r_{s\text{halo}}$ et $r_{s\text{cont}}$ et de la luminosité totale Ly α . Les résultats de l'étude menée par Wisotzki et al. (2016) sont placés sur les mêmes graphiques pour comparaison. Afin de s'assurer de la présence ou de l'absence d'une corrélation entre ces différentes mesures, un test statistique est opéré en considérant aussi les mesures de Wisotzki et al. (2016) afin d'augmenter la statistique du test.

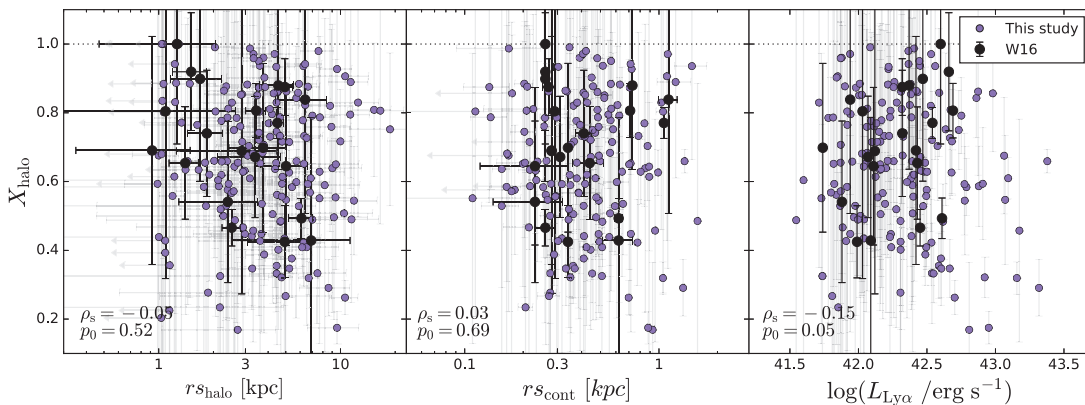


FIGURE 5.6 – Relation entre la fraction de flux dans le halo X_{halo} et les rayons $r_{s\text{cont}}$ (à gauche), $r_{s\text{halo}}$ (au milieu) ainsi que la luminosité totale $L_{\text{Ly}\alpha}$ (à droite). Les points noirs montrent les résultats de Wisotzki et al. (2016). Les coefficients de Spearman ρ_s et leur p-valeur p_0 apparaissent en bas à gauche de chaque graphique.

Le test appliqué est le test de corrélation de Spearman (cf. Wall 1996) qui permet de mesurer la dépendance statistique non-paramétrique entre deux variables et estime ainsi à quel point la relation entre ces deux variables est monotone. Le coefficient de Spearman, noté ρ_s , varie entre -1 et 1. $\rho_s=0$ signifie qu'il n'y a pas de corrélation, $\rho_s=(-)1$ qu'il y a (anti-)corrélation parfaite. La p-valeur p_0 du test est aussi donnée et représente la probabilité de l'hypothèse nulle selon laquelle il n'y a pas de relation monotone entre les variables autrement dit que les variables ne sont pas corrélées. Il est important de noter que les barres d'erreur ne sont pas prises en compte dans ce test et que, par conséquent, les résultats doivent être interprétés prudemment. De plus, seuls les objets sans limite supérieure sur $r_{s\text{halo}}$ ont été considérés pour le test. Les résultats de ce test sont ($\rho_s=-0.05$, $p_0=0.52$), ($\rho_s=0.03$, $p_0=0.69$) et ($\rho_s=-0.15$, $p_0=0.06$) pour les relations $X_{\text{halo}}-r_{s\text{halo}}$, $X_{\text{halo}}-r_{s\text{cont}}$ et $X_{\text{halo}}-L_{Ly\alpha}$ respectivement. Ainsi, la fraction de flux dans le halo ne semble être corrélée ni avec le rayon du halo ou du continu ni avec la luminosité $Ly\alpha$ totale de la galaxie.

5.3.3 Luminosité et Largeur équivalente totales

Luminosité totale et taille du halo

Le flux $Ly\alpha$ total et donc la luminosité totale des LAEs de l'échantillon est calculée selon la méthode de "courbe de croissance" introduit dans la section 3.3.2. La relation entre le rayon caractéristique du halo $r_{s\text{halo}}$ et la luminosité totale $Ly\alpha$ est montrée sur le graphique de gauche de la figure 5.7. Des résultats tirés d'études précédentes utilisant une méthode statistique de combinaison d'images $Ly\alpha$ (dans le but d'obtenir une image avec un bon S/B) sont représentés sur le même graphique par les symboles colorés (voir la légende de la figure 5.7). Tout d'abord, ce graphique montre que notre échantillon est constitué d'objets beaucoup moins lumineux et plus compacts que les études précédentes. Notre échantillon permet aussi d'augmenter considérablement le nombre d'objets étudiés. La présence d'une corrélation est testée grâce au test de Spearman en considérant nos résultats et ceux de Wisotzki et al. (2016) (sans prendre en compte les objets ayant des limites supérieures sur $r_{s\text{halo}}$). Les résultats du test ($\rho_s=0.222$, $p_0=0.002$) suggèrent l'existence d'une faible corrélation entre la taille des halos et la luminosité $Ly\alpha$ totale de la galaxie. Xue et al. (2017) (carrés bleus et ronds rouges) observent une corrélation évidente pour leur échantillon de LAEs brillants contrairement à Wisotzki et al. (2016) qui n'ont pas trouvé de corrélation. Pour comparer de manière cohérente nos résultats avec ceux de Wisotzki et al. (2016), le test est effectué sur les objets couvrant le même domaine de luminosité que leurs objets soit $41.6 < \log(L_{Ly\alpha} / \text{erg s}^{-1}) < 42.7$. Les résultats ($\rho_s=0.07$, $p_0=0.59$) indiquent, comme Wisotzki et al. (2016), qu'il n'y a pas de corrélation entre la taille du halo et la luminosité dans ce domaine de luminosités. Ainsi, la potentielle corrélation suggérée par le test est très incertaine et concerne plus principalement les objets plus lumineux. En effet, une différence de régime entre les objets brillants ($\log(L_{Ly\alpha} / \text{erg s}^{-1}) \gtrsim 42.5$), qui tendent à avoir de grands halos ($r_{s\text{halo}} \gtrsim 3$ kpc), et les halos les moins brillants ($\log(L_{Ly\alpha} / \text{erg s}^{-1}) \lesssim 42.5$) qui présentent des tailles de halos très variées, est observable.

Largeur équivalente et taille du halo

La relation entre la taille du halo et la largeur équivalente de l'émission $Ly\alpha$ dans le référentiel de la source (EW_0) est aussi analysée. Cette quantité s'exprime en ångstrom [\AA] et permet de quantifier la puissance de l'émission $Ly\alpha$ relativement au continu. Elle

est définie comme :

$$EW_0 = \frac{F_{Ly\alpha}}{f_{\text{cont}}} \times \frac{1}{(1+z)} \quad (5.2)$$

avec $F_{Ly\alpha}$ le flux Ly α total de la galaxie, f_{cont} le flux de l'émission continue de la galaxie mesuré autour de la longueur d'onde de l'émission Ly α (soit 1216Å) exprimé en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ et z le redshift de la galaxie. Le calcul de la largeur équivalente nécessite ainsi une mesure du flux du continu à la longueur d'onde de l'émission Ly α . Cette mesure doit alors prendre en compte la pente β du continu UV de la galaxie définie comme $f_\lambda = \lambda^\beta$. La plupart des études à ces redshifts (e.g. Wisotzki et al. 2016) estiment simplement le flux UV à $\lambda=1216\text{Å}$ sur une bande spectrale décalée dans le rouge mais non loin de la raie Ly α en supposant une pente nulle ($\beta = -2$). L'omission de β a pour effet d'augmenter les erreurs sur la mesure de EW_0 . Afin d'obtenir des mesures de EW_0 robustes, le flux du continu UV utilisé ici est extrait de l'étude de Hashimoto et al. (2017). Hashimoto et al. (2017) ont mesuré le continu UV des LAEs du catalogue MUSE de l'UDF en utilisant plusieurs images HST afin d'estimer la pente β . Seuls les objets détectés au dessus de 2σ dans au moins 2 images HST sont utilisés. Ainsi, après comparaison de leur échantillon avec le notre, nous obtenons une mesure de f_{cont} et donc de EW_0 pour 138 galaxies (sur les 184 de notre échantillon).

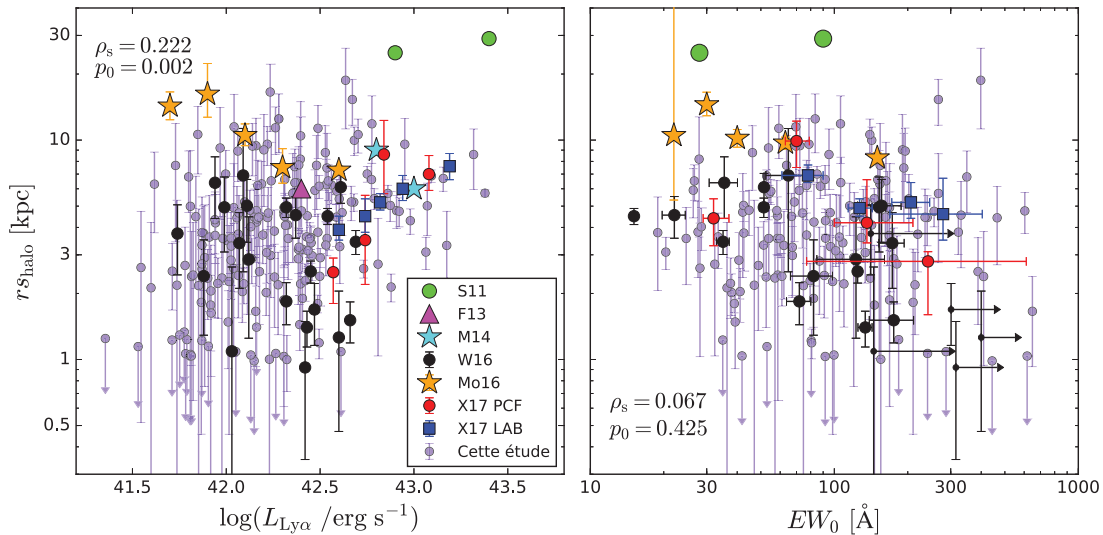


FIGURE 5.7 – Relations entre le rayon caractéristique du halo et : la luminosité Ly α totale (à gauche) et la largeur équivalente de l'émission Ly α (à droite). Seuls les résultats pour les 138 galaxies possédant une mesure de EW_0 fiable (voir le texte) sont montrés sur le graphique de droite. Nos résultats et ceux de Wisotzki et al. (2016) sont représentés par les points violets et noirs respectivement. Les résultats d'autres études utilisant une méthode statistique de combinaison d'images Ly α sont désignés par les symboles colorés : Xue et al. 2017 (points rouges pour leurs LAEs détectés dans un proto-amas de galaxies "PCF" et carrés bleus dans un blob Ly α "LAB"), Momose et al. 2016 (étoiles oranges), Momose et al. 2014 (étoiles turquoises), Feldmeier et al. 2013 (triangles magenta) and Steidel et al. 2011 (points verts). Les résultats du test de corrélation de Spearman sont indiqués sur chaque graphique.

Nous testons la relation entre EW_0 et la taille caractéristique du halo sur le graphique de droite de la figure 5.7. Les résultats d'autres études sont aussi placés sur ce graphique pour permettre la comparaison (voir la légende de la figure). Tout comme Xue

et al. (2017) et Wisotzki et al. (2016) et d'après les résultats du test de corrélation de Spearman ($\rho_s=0.067$, $p_0=0.425$), aucun lien entre EW_0 et r_{halo} n'est mis en évidence.

De plus, 22 LAEs ont une grande largeur équivalente $EW_0 > 200\text{\AA}$, soit $\approx 16\%$ des objets pour lesquels une mesure fiable de EW_0 est obtenue. La détection d'objets avec de grandes largeurs équivalentes $Ly\alpha$ a déjà été rapportée par plusieurs études (e.g. Malhotra and Rhoads 2002; Shimasaku et al. 2006; Ouchi et al. 2008). Ces objets sont interprétés, par comparaison avec les modèles stellaires (Schaerer 2003; Raiter et al. 2010), comme des galaxies ayant soit (i) une IMF de type "top heavy", (ii) soit de très jeunes étoiles ($\lesssim 10$ Myr), (iii) soit des étoiles de très faible métallicité ($\lesssim 0.02 Z_\odot$). Cependant, ces grandes largeurs équivalentes peuvent aussi être dues à des processus extérieurs capables de "booster" l'émission $Ly\alpha$ et donc la largeur équivalente. Ces processus sont détaillés dans la section 6.2. La largeur équivalente apparaît ainsi comme une information puissante, bien que complexe, pour l'étude des émetteurs $Ly\alpha$ et notamment pour la compréhension de l'origine des halos. Une analyse détaillée de ces objets est donnée dans la discussion de l'étude de Hashimoto et al. (2017).

Un autre résultat remarquable s'appuie sur la comparaison de nos résultats avec ceux de Steidel et al. (2011) (points verts sur la figure 5.7). Comme introduit dans la section 1.5.2, ces auteurs ont détecté et analysé l'émission $Ly\alpha$ autour de LBGs beaucoup plus massives que les galaxies de notre échantillon. Bien que l'émission $Ly\alpha$ de leurs objets soit beaucoup plus étendue, leurs luminosités $Ly\alpha$ et leurs largeurs équivalentes sont néanmoins comparables à quelques uns de nos objets ($\log(L_{Ly\alpha} / \text{erg s}^{-1}) \gtrsim 43$ et $EW_0 < 100\text{\AA}$). En moyenne, nos LAEs sont cependant bien moins lumineux en $Ly\alpha$ et ont un halo plus compact.

5.4 Lien entre la galaxie hôte et son halo $Ly\alpha$

Après avoir déterminé les propriétés de l'émission $Ly\alpha$ étendue, nous les comparons, dans cette section, aux propriétés UV de la galaxie afin de déterminer si le halo est en quelque sorte "connecté" à la galaxie centrale. Le lien entre les caractéristiques UV de la galaxie et celles du halo est d'abord analysé (5.4.1) puis les tailles caractéristiques des deux composantes sont comparées (5.4.2).

5.4.1 Propriétés UV des LAEs et tailles des halos

Magnitude UV / halo $Ly\alpha$

La magnitude UV des LAEs de notre échantillon est calculée à partir de la magnitude apparente disponible dans le catalogue MUSE et qui a été directement extraite du catalogue de Rafelski et al. (2015). La magnitude apparente utilisée correspond à celle de l'objet dans la bande HST utilisée. Il est utile de rappeler ici que l'image HST utilisée est choisie selon le redshift de l'objet afin que les magnitudes UV absolues des objets couvrent un domaine UV similaire. Celui-ci est situé entre 1400 et 2300 \AA dans le référentiel de la source (cf. section 3.2.2). Les magnitudes UV absolues sont ensuite calculées selon l'équation 3.2.

La relation entre la taille du continu UV d'une galaxie et sa magnitude absolue est montrée sur le graphique en haut à gauche de la figure 5.8. Le test de corrélation de Spearman ($\rho_s=0.35$, $p_0 \simeq 10^{-6}$) confirme la corrélation positive entre l'étendue spatiale et la magnitude UV absolue des galaxies. Ce résultat est connu et a déjà été obtenu par de précédentes études (e.g. Shibuya et al. 2015).

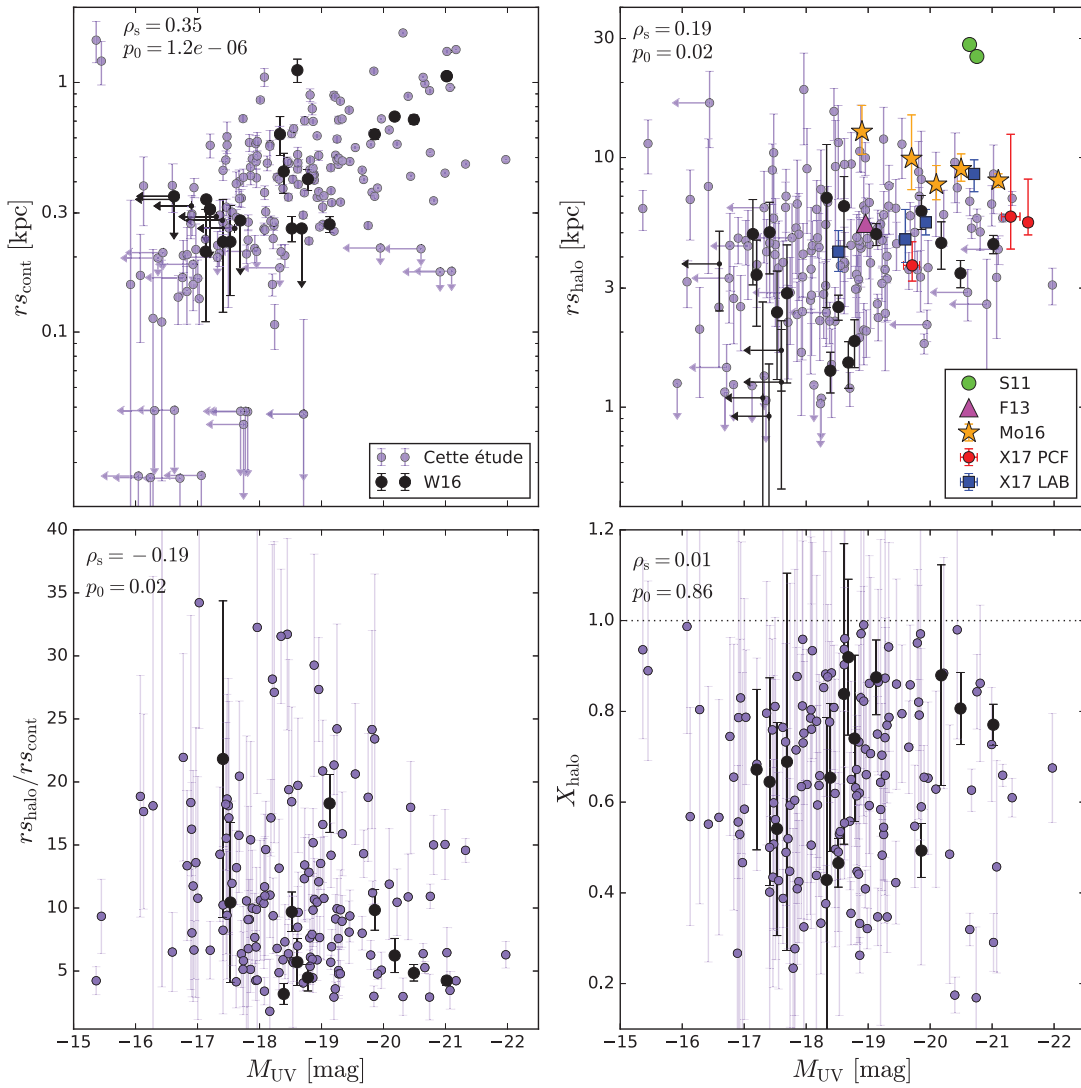


FIGURE 5.8 – *En haut* : Relation entre les rayons caractéristiques de la galaxie (à gauche) et du halo $Ly\alpha$ (à droite) et la magnitude UV de la galaxie hôte. Les symboles colorés montrent les résultats d'autres études dont la légende est la même que celle de la figure 5.7. *En bas* : Relation entre le facteur d'extension du halo $Ly\alpha$ ($r_{s,halo}/r_{s,cont}$) et la magnitude UV de la galaxie (à gauche) et entre la fraction de flux dans le halo et M_{UV} (à droite). Seuls les objets autour desquels des halos ont été détectés statistiquement et sans valeurs limites sont représentés.

La relation entre la taille caractéristique des halos et la magnitude UV absolue de la galaxie est montrée dans le panneau en haut à droite de la figure 5.8. La corrélation est visuellement moins évidente au vu de la grande dispersion des résultats. Le test statistique suggère cependant l'existence d'une corrélation ($\rho_s=0.19$, $p_0=0.02$). Ce résultat doit cependant être interprété avec précaution étant donné la grande dispersion des données et le fait que le test statistique ne tient pas compte des erreurs de mesure. Si la corrélation est réelle, alors celle-ci serait en accord avec les résultats de Xue et al. (2017) (symboles rouges et bleus). Wisotzki et al. (2016) (points noirs) ne trouvent pas de corrélation mais remarquent que tous les LAEs brillants dans l'UV ($M_{UV}<-19$) ont des halos étendus ($r_{s,halo} \gtrsim 3$ kpc). Ce résultat est aussi observé dans notre échantillon.

Les évolutions du rapport des deux rayons caractéristiques $r_{s,halo}/r_{s,cont}$ et de la

fraction de flux dans le halo en fonction de la magnitude UV de la galaxie sont montrées sur les panneaux inférieurs de la figure 5.8. L'anti-corrélation suggérée par le test de corrélation provient de la corrélation connue entre $r_{s\text{cont}}$ et M_{UV} . De plus, aucune corrélation n'est trouvée entre la fraction de flux dans le halo et le contenu stellaire de la galaxie ($\rho_s=0.01$, $p_0=0.86$).

Pente du continu UV β / halo $Ly\alpha$

Nos mesures de halos sont maintenant comparées avec la pente du continu UV notée β . Celle-ci étant très sensible à l'absorption par la poussière, la pente β est par conséquent un bon indicateur de la présence ou de l'absence de poussière dans le milieu. Une pente "raide" indique une faible extinction de l'émission UV (i.e. peu de poussière) alors qu'une pente plus "plate" témoigne d'une plus grande atténuation et donc d'une quantité plus importante de poussière (e.g. Meurer et al. (1999); Bouwens et al. (2012)). La valeur généralement adoptée pour les galaxies à grand redshift est $\beta=-2$ (e.g. Malhotra and Rhoads 2002; Shibuya et al. 2017). Dans le cadre de la collaboration MUSE, les pentes du continu UV des LAEs de l'UDF ont été mesurées par Hashimoto et al. (2017) sur les données HST (voir aussi la section 5.3.3). Seules les valeurs de β respectant $|\beta_{err}| < |\beta|/2$ sont utilisées ici. Cela permet de ne pas inclure les valeurs très incertaines. La valeur médiane de la pente β des galaxies de l'échantillon est finalement de -1.93 et les valeurs s'échelonnent de -0.4 à -4.8 .

La relation entre la pente du continu UV et la magnitude UV pour les galaxies de notre échantillon est montrée dans le panneau inférieur droit de la figure 5.9. Nos données ne permettent pas d'établir de relation particulière entre ces quantités. Hashimoto et al. (2017), en séparant leur échantillon en 3 groupes de redshift (voir leur figure 2), observent une corrélation : la pente β est plus "raide" (i.e. plus petite) pour des galaxies peu lumineuses en UV. Ce résultat est aussi observé par Bouwens et al. (2012) et suggère alors que les galaxies les moins lumineuses en continu UV sont aussi les moins "poussiéreuses". Les résultats de Hashimoto et al. (2017) et Bouwens et al. (2012), moyennés sur les domaines de redshift $z \sim 3 - 6$ et $z \sim 4 - 7$ respectivement, sont placés sur le graphique pour permettre la comparaison. Nos résultats moyennés dans différents intervalles de M_{UV} (carrés rouges) montrent une tendance similaire à Bouwens et al. (2012) avec néanmoins de grandes incertitudes sur les mesures de β pour les objets peu brillants en UV.

La pente β est maintenant comparée aux paramètres du halo $Ly\alpha$ de la galaxie. La figure 5.9 montre β en fonction de la taille du halo (en haut à gauche), du rapport entre la taille du halo et de la galaxie (en haut à droite) ainsi que de la fraction de flux dans le halo (en bas à gauche). La dispersion des données est très grande et aucune corrélation évidente ne peut être déduite visuellement. Les tests de corrélation suggèrent cependant l'existence d'une relation entre β et $r_{s\text{halo}}$ sous-entendant que les halos étendus sont observés autour de LAEs contenant plus de poussière. C'est aussi ce que tend à indiquer nos résultats moyennés dans différents intervalles de tailles de halos (carrés rouges). Les barres d'erreur étant cependant larges, les données très dispersées et le test statistique ne considérant pas les erreurs de mesure, ce résultat n'est pas fiable et devra être confirmé. Aucune corrélation n'est relevée entre β et le facteur d'extension spatiale de l'émission $Ly\alpha$ ($r_{s\text{halo}}/r_{s\text{cont}}$). Hayes et al. (2013), sur leur échantillon de 14 LAEs locales (voir la section 5.5), ont observé qu'une faible quantité de poussière ($\beta \lesssim -1$) est nécessaire à la production des halos $Ly\alpha$. Les galaxies autour desquelles un halo $Ly\alpha$ a été détecté respectent en effet cette condition et sont par conséquent assez pauvres en poussière. Enfin, la comparaison entre β et la fraction de flux provenant du halo ne permet pas d'établir de corrélation.

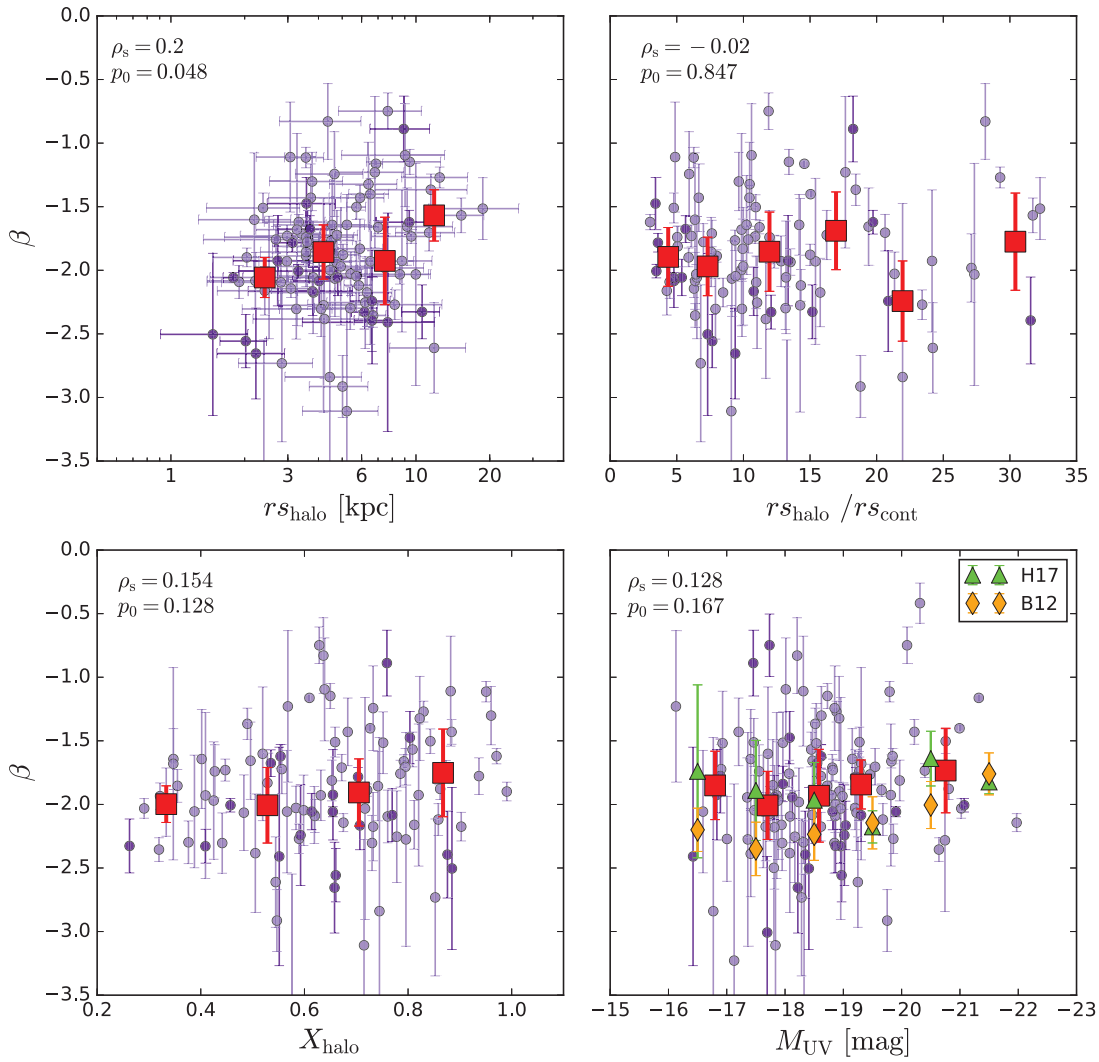


FIGURE 5.9 – Relation entre la pente β du continu UV des galaxies et la taille du halo $Ly\alpha$ (en haut à gauche), le facteur d'extension du halo (en haut à droite), la fraction de flux dans le halo (en bas à gauche) et la magnitude UV absolue (en bas à gauche). Les résultats de Hashimoto et al. (2017) et Bouwens et al. (2012), moyennés sur le domaine de redshift $z \sim 3 - 7$, correspondent aux symboles verts et oranges respectivement. Seuls les objets vérifiant $|\beta_{err}| < |\beta|/2$ sont montrés ici. Les carrés rouges montrent les valeurs médianes calculées dans différentes tranches de valeurs en abscisse. Les barres d'erreur correspondent aux déviations absolues médianes des données de chaque tranche.

5.4.2 Comparaison des tailles

Le lien entre la taille de la galaxie et celle du halo est étudié en comparant les rayons caractéristiques de chaque émission (voir chapitre 4). La figure 5.10 montre la relation $r_{shalo}-r_{scont}$. Un test de corrélation confirme l'impression visuelle qu'une corrélation positive est détectée entre les deux rayons ($\rho_s=0.32$, $p_0=10^{-5}$). Ce résultat suggère ainsi que la taille du halo dépend de la taille (UV) de la galaxie "hôte" et renforce par conséquent l'idée qu'une corrélation existe entre la taille du halo $Ly\alpha$ et la magnitude UV de la galaxie (puisque r_{scont} et M_{UV} sont eux-mêmes corrélés – cf. section 5.4.1). Ce résultat doit encore une fois être interprété avec précaution étant donné que la dispersion des points est grande et que le test de Spearman ne tient pas compte des erreurs de mesure.

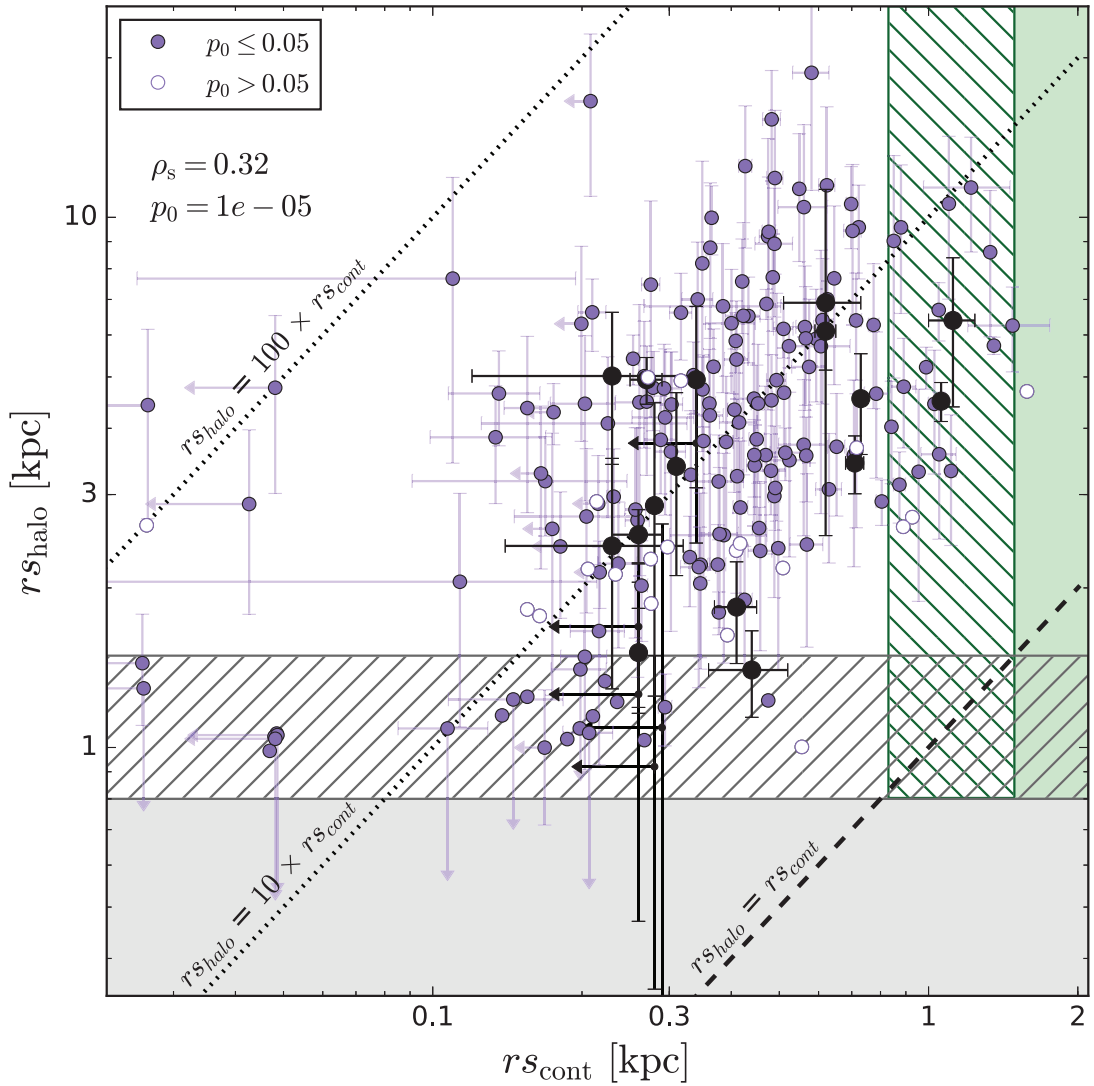


FIGURE 5.10 – Rayons caractéristiques des halos $\text{Ly}\alpha$ tracés en fonction de ceux du continu UV des galaxies. La zone grisée correspond aux tailles des halos que la méthode n’est pas capable de mesurer de manière fiable (cf. section 4.3.4). Cette limite dépend de la PSF de MUSE, autrement dit du redshift de l’objet, et est représentée par la zone hachurée grise. La zone verte indique le domaine pour lequel la méthode permet de détecter l’absence d’un halo autour d’une galaxie : $r_{s_{\text{cont}}} > r_{s_{\text{halo,lim}}}$. Cette limite dépend donc aussi de la PSF et est montrée par la zone hachurée en vert. La droite noire tiretée correspond à un rapport de taille de 1 ($r_{s_{\text{cont}}} = r_{s_{\text{halo}}} \Rightarrow$ absence de halo). Les rapports 10 et 100 sont aussi indiqués. Les limites supérieures sont indiquées par des flèches et les objets sans halo statistiquement significatif sont symbolisés par les cercles violets vides. Les résultats de notre étude et de celle de Wisotzki et al. (2016) sont respectivement représentés par les points violets et noirs. Le coefficient de Spearman ρ_s et sa p-valeur p_0 calculés sur nos données et celles de Wisotzki et al. (2016) (limites supérieures non incluses) sont donnés en haut à gauche.

Les rayons caractéristiques des halos $\text{Ly}\alpha$ sont entre ≈ 4 et plus de 30 fois plus grands que ceux des galaxies. La valeur médiane du rapport est de 10.8, le premier quartile de la distribution vaut 6.0 et le troisième 19.1. Ces résultats sont en très bon accord avec ceux

de Wisotzki et al. (2016) (obtenus sur seulement 21 objets) dont le rapport $r_{s_{\text{halo}}}/r_{s_{\text{cont}}}$ médian vaut 9.8. Pour des raisons statistiques, notre analyse révèle des halos étendus et d'autres beaucoup plus étendus que ceux observés dans l'échantillon de Wisotzki et al. (2016) ($r_{s_{\text{halo}}}/r_{s_{\text{cont}}}$ entre ~ 5 et >15).

Cette figure permet aussi de mettre en évidence le fait qu'aucune galaxie testée n'est dépourvue de halo. Ce constat est valable pour les 145 galaxies ayant une mesure du rayon caractéristique de leur halo et non une limite supérieure (zone grise hachurée). De ce fait, l'absence d'un halo (traduit par $r_{s_{\text{halo}}}=r_{s_{\text{cont}}}$) peut seulement être vérifiée pour les galaxies dont le continu est assez étendu pour pouvoir être comparé à l'extension spatiale du halo $Ly\alpha$, soit $r_{s_{\text{cont}}}>r_{s_{\text{halo,lim}}}$ (zone verte). Seules 3 galaxies, respectant cette condition, ont une faible probabilité d'avoir un halo ($p_0>0.05$ – cercles violets vides). L'absence de halo significatif statistiquement est, dans ce cas, due aux grandes incertitudes sur les mesures des paramètres rendant ainsi l'absence de halo tout aussi incertaine. En résumé, il est impossible, de part notre analyse, d'affirmer de manière certaine qu'une de nos galaxies ne possède pas de halo.

5.5 Évolution des halos $Ly\alpha$

5.5.1 Évolution entre $z=3$ et $z=6$

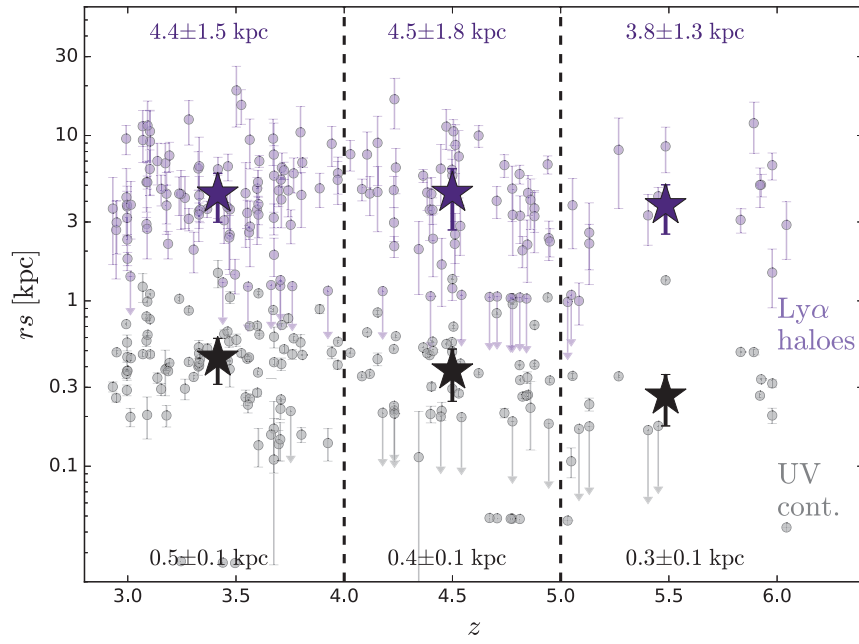
L'évolution de la taille caractéristique des halos $Ly\alpha$ en fonction du redshift est montrée sur la figure 5.11a (points violets). Les tailles caractéristiques UV des galaxies sont représentées par les points gris. Les étoiles représentent la valeur médiane des objets situés dans différents intervalles de redshift ($z<4$, $4\leq z<5$, $z\geq 5$) afin de faciliter l'interprétation des résultats (les valeurs limites ne sont pas pris en compte dans le calcul des médianes). La diminution de la taille des galaxies avec le redshift observée via les tailles caractéristiques UV des LAEs de l'échantillon est attendue (Shibuya et al. 2015). Les rayons caractéristiques des halos, quant à eux, ne montrent pas d'évolution significative entre $z\approx 3$ et $z\approx 6$. Wisotzki et al. (2016) indiquent que les halos ont plutôt tendance à devenir plus petit avec le redshift (voir leur figure 13). Leur échantillon ne contient cependant que 5 objets à $z>5$. En conclusion, nous ne mesurons pas d'évolution notable de la taille des halos avec le redshift. Momose et al. (2014) se sont aussi intéressés à l'évolution de la taille de l'émission $Ly\alpha$ de leurs LAEs avec le redshift sans relever de changement particulier entre $z=2.2$ et $z=5.7$ mais une possible augmentation entre $z=5.7$ et $z=6.6$ qui n'est pas observable sur nos données.

Ces résultats impliquent par conséquent une augmentation du rapport $r_{s_{\text{halo}}}/r_{s_{\text{cont}}}$ vers les grands redshifts et suggèrent alors que la fraction de CGM tracée par l'émission $Ly\alpha$ est plus grande à grand z . Ce résultat est revisité dans la section 6.1.

L'évolution de la fraction de flux dans le halo (cf. 5.1) est montrée dans le panneau 5.11b. Les données ont ici encore été "moyenné" dans différents intervalles de redshift afin de faciliter leur interprétation. Ainsi, aucune évolution notable de la fraction de flux dans le halo n'est observable dans notre échantillon de LAEs.

5.5.2 Évolution entre $z\sim 0$ et $z>3$

De l'émission $Ly\alpha$ étendue a aussi été détectée autour de galaxies proches (e.g. Kunth et al. 2003; Hayes et al. 2005; Hayes 2015). La collaboration LARS pour "Ly α Reference Sample" (Östlin et al. 2014) a, en particulier, construit et étudié un échantillon de 14 galaxies locales ($0.028<z<0.18$) choisies pour avoir un continu dans l'UV lointain similaire à celui des galaxies à grand redshift et ainsi permettre leur comparaison. La plupart de ces galaxies se trouvent effectivement être accompagnée d'un halo de gaz émettant



(a) Évolution de la taille des halos

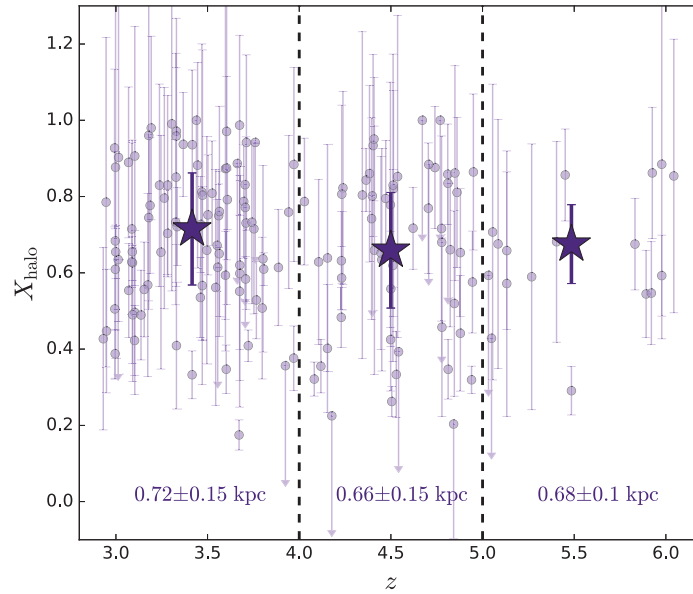
(b) Évolution du flux $Ly\alpha$ dans le halo

FIGURE 5.11 – Évolution de la taille des halos $Ly\alpha$ (violet) et du continu UV (gris) en fonction du redshift z (5.11a) et évolution de la fraction de flux dans le halo (5.11b). Les étoiles représentent les valeurs médianes calculées dans les différentes tranches de redshift $z < 4$, $4 \leq z < 5$, $z \geq 5$. Les valeurs sont indiquées en haut et en bas du graphique. Les barres d'erreur de ces valeurs médianes correspondent à la déviation absolue médiane des valeurs de la tranche de redshift considérée. Les limites supérieures ne sont pas incluses dans le calcul des valeurs médianes.

en $Ly\alpha$ (Hayes et al. 2013, 2014; Herenz et al. 2016). La question est maintenant de savoir si ces "halos locaux" ont les mêmes propriétés que les halos à grand redshift ($z > 3$) dans le but de détecter une potentielle évolution du CGM de ces galaxies.

Comparons, tout d'abord, les extensions spatiales des émissions $\text{Ly}\alpha$ détectées. La taille des galaxies LARS a été estimée en mesurant le rayon Petrosian $R_{\text{P}20}$ (Petrosian 1976) avec un indice $\eta=0.2$ correspondant au rayon auquel la brillance de surface est égale à 20% de la brillance de surface moyenne à l'intérieur ce même rayon. Cette mesure de taille a été construite de manière à être indépendante de la profondeur des données et permettre ainsi la comparaison entre différentes données. Hayes et al. (2013) ont obtenu une mesure de $R_{\text{P}20}$ pour l'émission $\text{Ly}\alpha$, $H\alpha$ et pour le continu UV de leurs galaxies. Pour effectuer la comparaison avec nos objets, les rayons Pétriosian $R_{\text{P}20}^{\text{Ly}\alpha}$ et $R_{\text{P}20}^{\text{UV}}$ des distributions $\text{Ly}\alpha$ et du continu UV sont calculés. Le S/B des images $\text{Ly}\alpha$ MUSE à grande distance de la galaxie est cependant en général trop faible pour permettre une mesure fiable de $R_{\text{P}20}$. Celui-ci est donc mesuré sur les distributions $\text{Ly}\alpha$ et UV modélisées (cf. chapitre 4). La figure 5.12 montre les valeurs de $R_{\text{P}20}^{\text{Ly}\alpha}$ et $R_{\text{P}20}^{\text{UV}}$ (points violets) mesurées pour nos LAEs (autour desquels un halo $\text{Ly}\alpha$ a été statistiquement détecté) ainsi que ceux obtenus sur l'échantillon de Wisotzki et al. (2016) (points noirs) mesurés de la même manière.

Alors que les rayons Petrosian du continu UV sont similaires pour les deux échantillons (local et distant), les rayons Petrosian de l'émission $\text{Ly}\alpha$ des galaxies distantes atteignent des valeurs beaucoup plus élevées ($5 \lesssim R_{\text{P}20}^{\text{Ly}\alpha} [\text{kpc}] \lesssim 25$) que les galaxies locales ($2 \lesssim R_{\text{P}20}^{\text{Ly}\alpha} [\text{kpc}] \lesssim 15$). Le rapport $R_{\text{P}20}^{\text{Ly}\alpha}/R_{\text{P}20}^{\text{UV}}$ des galaxies locales vaut entre ~ 1 (i.e. pas de halo) et 3.5 (valeur médiane 1.5) ce qui est en moyenne ~ 4 fois plus petit que les rapports mesurés sur les LAEs à grand redshift (valeur médiane 6.5). Une telle différence indique clairement une évolution des halos $\text{Ly}\alpha$. Ce résultat s'appuie cependant sur un nombre restreint (12) de galaxies locales. D'autres observations sont ainsi nécessaires pour confirmer cette tendance. Dans le cas où cette évolution de la taille des halos $\text{Ly}\alpha$ est vérifiée alors celle-ci peut être interprétée de nombreuses manières différentes. Une tentative d'interprétation est donnée dans le chapitre 6 visant à interpréter les résultats obtenus.

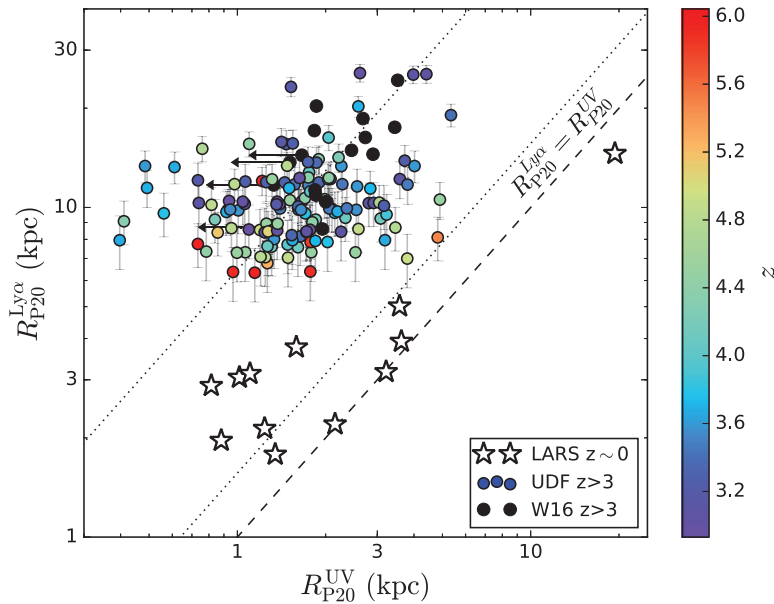


FIGURE 5.12 – Comparaison des rayons Pétriosian des distributions UV et $\text{Ly}\alpha$. Les symboles étoilés représentent les mesures réalisées sur l'échantillon LARS (Hayes et al. 2013; Guaita et al. 2015) à $z \sim 0$. Les points noirs représentent les mesures de Wisotzki et al. (2016) et les points des LAEs de l'UDF sont colorés par le redshift. La droite tiretée représente la relation identité et les droites en pointillés représentent les valeurs médianes des échantillons à $z \sim 0$ et $z > 3$.

5.6 Lien entre les propriétés spatiales et spectrales de l'émission $\text{Ly}\alpha$

L'avantage d'un instrument comme MUSE est de permettre l'acquisition simultanée de l'information spatiale et spectrale. Le spectre de chacun des pixels d'une image étant disponible, la comparaison des caractéristiques spatiales et spectrales de chaque galaxie individuelle est alors possible. Ceci est d'autant plus intéressant pour l'étude de la raie $\text{Ly}\alpha$ connue pour être facilement altérée par divers facteurs tels que la poussière, les vents stellaires ou encore l'environnement (cf. section 1.4.3). L'étude de la raie, et qui plus est de son évolution, au sein du halo peut alors fournir d'importantes informations sur les processus de production de l'émission $\text{Ly}\alpha$ mais aussi sur les propriétés du gaz émetteur. De plus, chaque LAE étant étudié de manière individuelle, les propriétés UV de la galaxie peuvent être directement comparées à la raie observée. Cette étude pionnière rendue possible grâce à MUSE constitue une première tentative de caractérisation de l'évolution de la raie $\text{Ly}\alpha$ pour des galaxies (LAEs) distantes ($z > 3$) et de faible masse.

Ainsi, la raie totale $\text{Ly}\alpha$ (intégrée sur toute la galaxie) est d'abord comparée à l'extension du halo dans la 5.6.1. Puis, l'évolution de la raie au sein de l'image $\text{Ly}\alpha$ (et donc au sein de la galaxie et du halo) est ensuite analysée (5.6.2 et 5.6.3).

5.6.1 Lien entre la forme de la raie $\text{Ly}\alpha$ et les propriétés de la galaxie

Raie $\text{Ly}\alpha$ vs. propriétés $\text{Ly}\alpha$

Les paramètres de largeur $FWHM_0$ et d'asymétrie sk de la raie $\text{Ly}\alpha$ sont mesurés en suivant la procédure décrite dans la section 3.5.4. La raie $\text{Ly}\alpha$ est donc intégrée sur une ouverture "restreinte" (correspondant au masque HST convolué par la PSF de MUSE) afin de ne pas trop dégrader son S/B et donc les mesures effectuées. Les graphiques de la figure 5.13 mettent en relation ces paramètres avec la taille du halo.

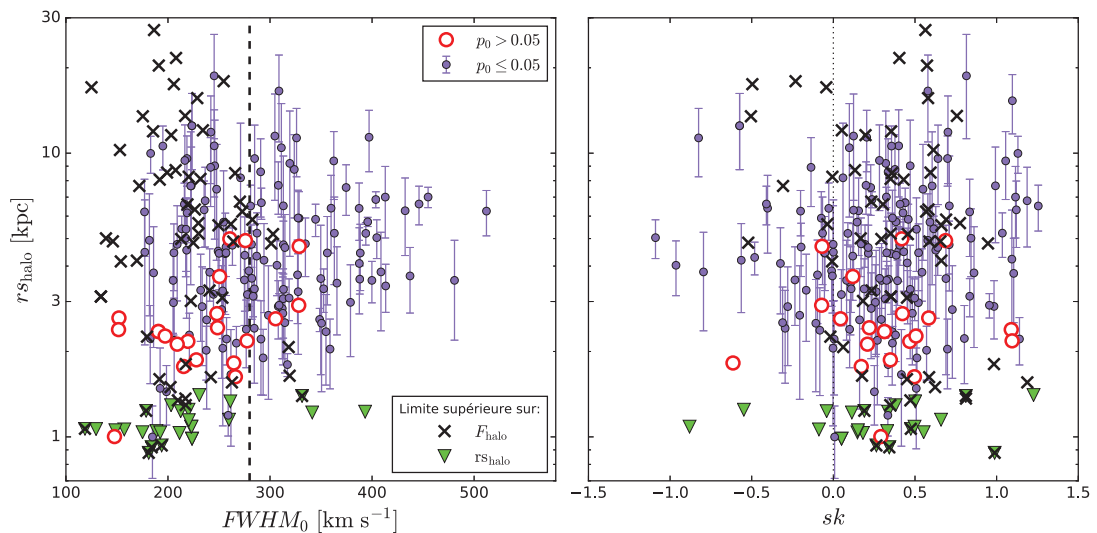


FIGURE 5.13 – Relation entre la taille du halo et le profil de la raie $\text{Ly}\alpha$: largeur de la raie ($FWHM_0$ – à gauche) et asymétrie (à droite). La ligne tiretée verticale noire (à gauche) correspond à la largeur médiane des raies de l'échantillon ($FWHM_{0,\text{med}} \approx 280 \text{ km s}^{-1}$). Les limites supérieures sur $r_{\text{s halo}}$ et sur F_{halo} sont indiquées par les triangles inversés verts et les croix noires respectivement. Les halos incertains sont symbolisés par les cercles rouges. Les points violets représentent les objets avec halo.

Aucune corrélation n'est mise en évidence : $[\rho_s=0.03, p_0=0.73]$ pour la relation $r_{s_{\text{halo}}}-FWHM_0$ et $[\rho_s=0.13, p_0=0.13]$ pour la relation $r_{s_{\text{halo}}}-sk$ (tests de Spearman réalisés sans prendre en compte les valeurs limites). Cependant, alors que les objets autour desquels un halo a été détecté (points violets) montrent des raies de largeurs très variées, les objets aux halos compacts (pour lesquels seules des limites supérieures sur rh_{halo} et/ou sur F_{halo} ont pu être déterminées – triangles inversés verts et croix noires) ou pour lesquels la présence d'un halo est très incertaine (cercles rouges) montrent une raie $\text{Ly}\alpha$ plutôt étroite. En effet, $\sim 90\%$ de ces objets compacts ont une raie plus fine que la valeur médiane de l'échantillon ($FWHM_{0,\text{med}} \approx 280 \text{ km s}^{-1}$ – ligne verticale tiretée noire). Ce résultat n'est pas observé pour le paramètre sk , autrement dit la compacité du halo $\text{Ly}\alpha$ ne semble pas influencer sur l'asymétrie de la raie.

La relation entre la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ EW_0 et la largeur de la raie est montrée sur la figure 5.14. Le test statistique suggère l'existence d'une anti-corrélation entre ces deux quantités ($\rho_s=-0.2, p_0=0.03$). Seuls les objets autour desquels un halo a été détecté sont montrés sur ce graphique. Les points sont colorés par la fraction de flux dans le halo. Aucune corrélation entre la largeur de la raie et la fraction de flux dans le halo n'est détectée sur nos données ($\rho_s=0.09, p_0=0.3$). Cependant, les objets ayant moins de 30% de flux $\text{Ly}\alpha$ dans le halo présentent des raies assez fines ($FWHM_0 < 300 \text{ km s}^{-1}$) et les objets ayant des raies $\text{Ly}\alpha$ très larges ($FWHM_0 > 400 \text{ km s}^{-1}$) tendent à avoir beaucoup de flux dans leur halo ($X_{\text{halo}} > 50\%$). Ces résultats suggèrent que les propriétés $\text{Ly}\alpha$ de la galaxie et la largeur de la raie $\text{Ly}\alpha$ ne sont pas totalement indépendantes (ce qui n'est pas le cas pour l'asymétrie).

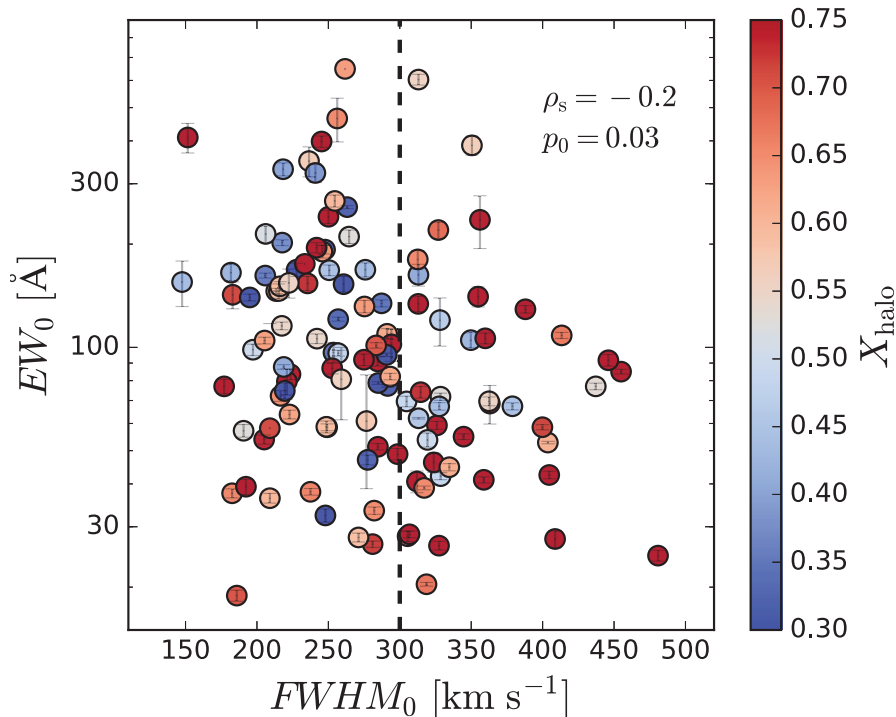


FIGURE 5.14 – Relation entre la largeur équivalente de l'émission $\text{Ly}\alpha$ et la largeur de la raie $FWHM_0$. Les points sont colorés en fonction de la fraction de flux dans le halo. Le coefficient de Spearman et sa p -valeur sont donnés en haut à droite.

Raie $Ly\alpha$ vs. propriétés UV

Les paramètres de la raie $Ly\alpha$ sont maintenant comparés aux propriétés UV de la galaxie. D'après la figure 5.15, le caractère plus ou moins asymétrique des raies $Ly\alpha$ n'apparaît corrélé ni avec la magnitude ni avec la pente du continu UV (panneaux inférieurs). La largeur de la raie $Ly\alpha$ semble, quant à elle, corrélée avec la magnitude UV de la galaxie (en haut à gauche – $\rho_s=0.19$, $p_0=0.02$). Cependant, en moyennant les résultats dans différents intervalles de magnitude UV (carrés rouges) et au vu des grandes barres d'erreur, la corrélation ne semble pas très significative. La largeur de la raie et la pente β ne sont, quant à elles, pas corrélées.

Finalement, la forme de la raie $Ly\alpha$ ne semble pas dépendre des propriétés UV de la galaxie hôte.

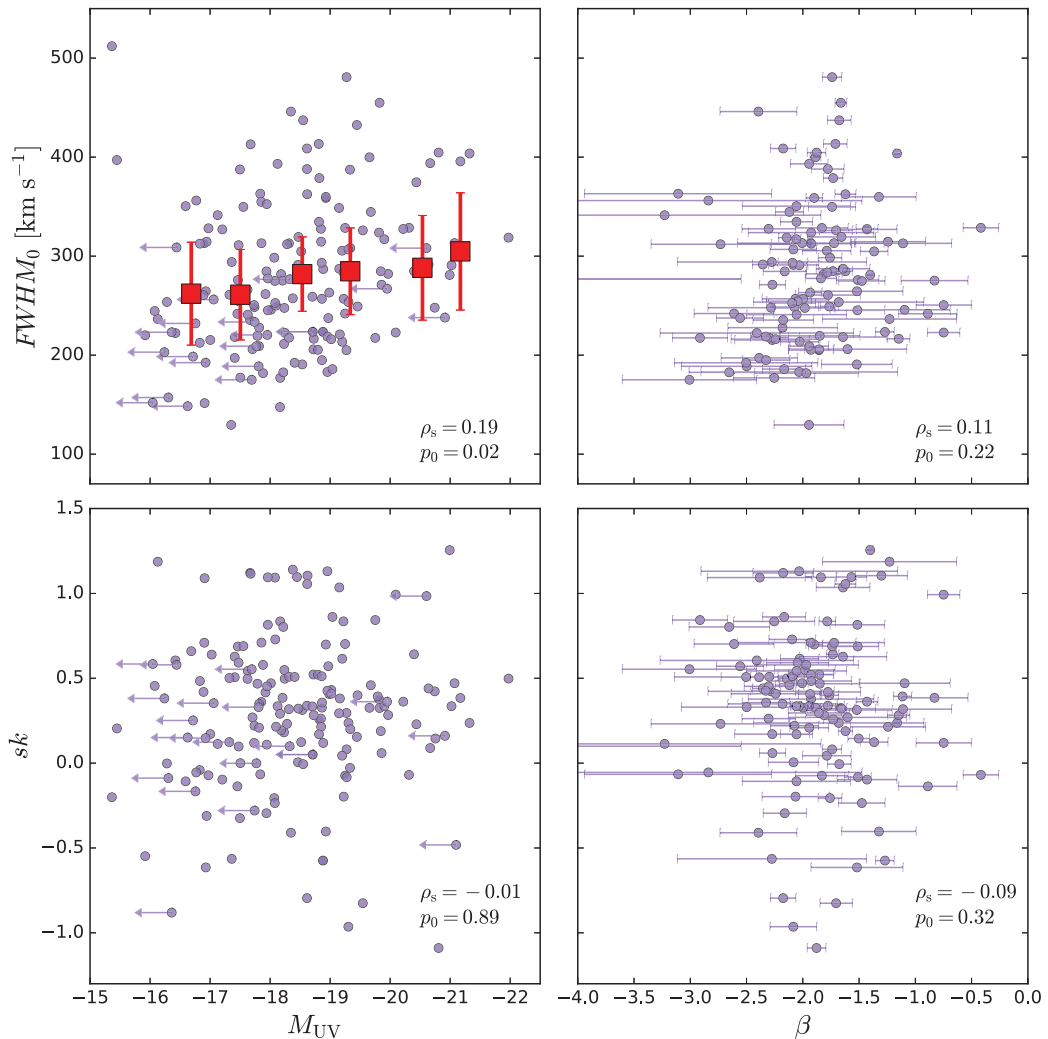


FIGURE 5.15 – Relation entre le profil de la raie $Ly\alpha$ (largeur et asymétrie – respectivement en haut et en bas) et les propriétés UV de la galaxie hôte (magnitude UV et pente du continu – respectivement à gauche et à droite). Le coefficient de Spearman et sa p-valeur sont donnés en bas à droite de chaque panneau. Les carrés rouges correspondent aux valeurs médianes des données dans différents intervalles de magnitude UV. Les barres d'erreur représentent la déviation absolue médiane des données dans l'intervalle.

5.6.2 Évolution du profil de raie en fonction de la distance au centre de la galaxie

Jusqu'à maintenant, les raies $Ly\alpha$ ont été extraites et étudiées dans la région centrale de la galaxie afin de garantir un bon S/B et rendre les mesures plus fiables (5.6.1). Cependant, la raie $Ly\alpha$ étant connue pour être fortement influencée par l'environnement, la cinématique du gaz ou encore le contenu en poussière de la galaxie (cf. section 1), il est fortement probable que son profil diffère d'une région à l'autre de la galaxie. Pour vérifier cela, une première tentative est effectuée en intégrant la raie $Ly\alpha$ dans des anneaux concentriques et grandissant autour de la galaxie.

La figure 5.16 montre les résultats de cette analyse pour 9 galaxies (une par ligne) choisies de manière à être représentatives des résultats obtenus. Les anneaux sont choisis fins (~ 1 pixel MUSE soit $0.2''$) dans le but de suivre progressivement l'évolution de la raie et sont centrés sur le centre de l'émission $Ly\alpha$ (cf. section 3.5.3). Seules les raies dont le S/B du pic rouge (S/B_{pic}) est supérieur à 1 sont analysées, soit :

$$S/B_{pic} = F_{pic} / \sqrt{var_{pic}} > 1 \quad (5.3)$$

avec F_{pic} l'intensité du pic de la raie et var_{pic} la variance correspondante dans le cube de données. Les anneaux dans lesquels le signal respecte ce critère en S/B sont montrés dans la première colonne de la figure 5.16. Le nombre d'anneaux, et par conséquent de spectres analysés, change donc d'un objet à l'autre. Les raies intégrées dans les différents anneaux sont montrées dans le deuxième panneau. Leur couleur correspond à celle de l'anneau dans lequel elles ont été extraites. Les raies ont aussi été renormalisées à leur maximum (i.e. "au pic") afin de faciliter leur comparaison. Celles-ci sont ensuite ajustées par une fonction gaussienne asymétrique (i.e. une combinaison de deux fonctions gaussiennes). L'ajustement est pondéré par l'erreur de chaque pixel du spectre afin de limiter l'influence du bruit. Les modèles de raies résultants sont montrés dans le troisième panneau. Les paramètres des raies, i.e. la largeur à mi-hauteur $FWHM_0$ (ronds), l'asymétrie sk (étoiles) ainsi que le décalage du pic de la raie par rapport à celui de la raie centrale Δv (triangles), sont mesurés sur les modèles de raies. Leur évolution en fonction du rayon est montrée dans la dernière colonne.

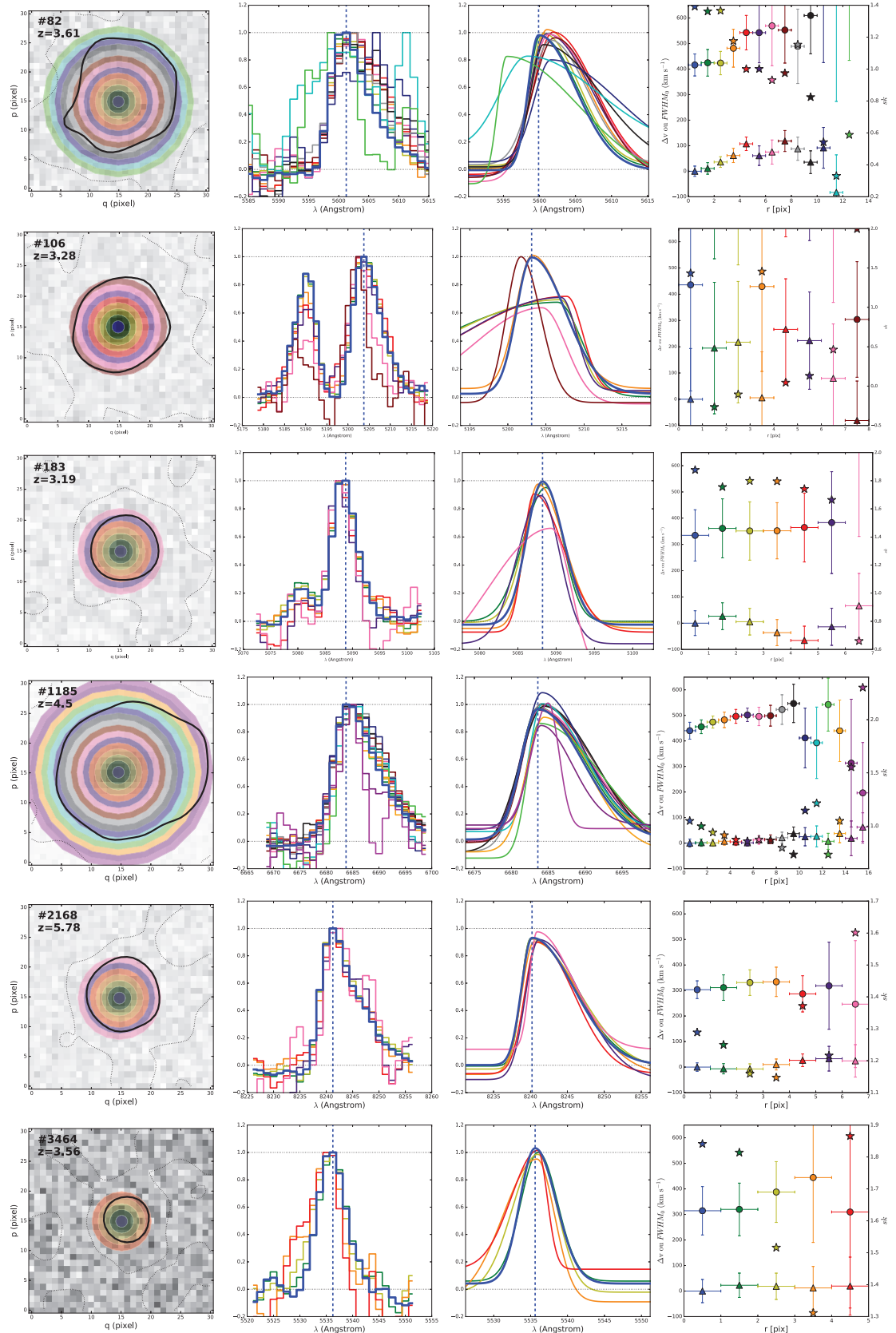
Tout d'abord, nous pouvons remarquer que la qualité de la raie $Ly\alpha$ se dégrade assez rapidement avec le rayon rendant l'ajustement et donc les mesures très incertaines à grands rayons. C'est notamment le cas lorsque la brillance de surface est inférieure à $\sim 10^{-18}$ erg s^{-1} cm^{-2} $arcsec^{-1}$ (contour noir). Cet exercice apparaît donc principalement réalisable sur les objets brillants et étendus tels que #82, #1185 ou en encore #7001. La raie de ces objets lumineux et diffus semble être de plus en plus large avec le rayon. La pente $dFWHM_0/dr$, mesurée par l'ajustement pondéré d'une droite sur les résultats (dernier panneau), vaut respectivement ≈ 25 , 4 et 5. La raie de ces objets apparaît aussi de plus en plus décalée vers les grandes longueurs d'onde pour les deux premiers objets ($d\Delta v/dr$ valant 18 et 3). Ces résultats sont aussi observables pour des objets moins brillants tel que #3464. Certains objets montrent, quant à eux, deux tendances opposées :

- $FWHM_0$ augmente alors que Δv diminue : #183, #7001
- $FWHM_0$ diminue alors que Δv augmente : #6291.

Enfin, la raie de certains objets, comme #2168, ne montre pas d'évolution particulière.

Ces mesures ont été effectuées sur tous les objets de notre échantillon. Les valeurs médianes des pentes caractérisant l'évolution des paramètres des raies de nos LAEs sont de 3 ± 13 , 2 ± 9 et -0.04 ± 0.12 pour $dFWHM_0/dr$, $d\Delta v/dr$ et dsk/dr respectivement. Les erreurs correspondent à la déviation médiane absolue et témoignent de la grande dispersion des résultats et donc des grandes incertitudes de mesure. La figure 5.17 montre l'évolution de Δv avec le rayon en fonction de l'évolution de la largeur de la raie. Un test de corrélation

de Spearman ($\rho_s=0.26$, $p_0 \sim 10^{-4}$) permet de mettre en évidence une corrélation entre les deux évolutions suggérant ainsi que lorsque la raie s'élargit, celle-ci a aussi tendance à se



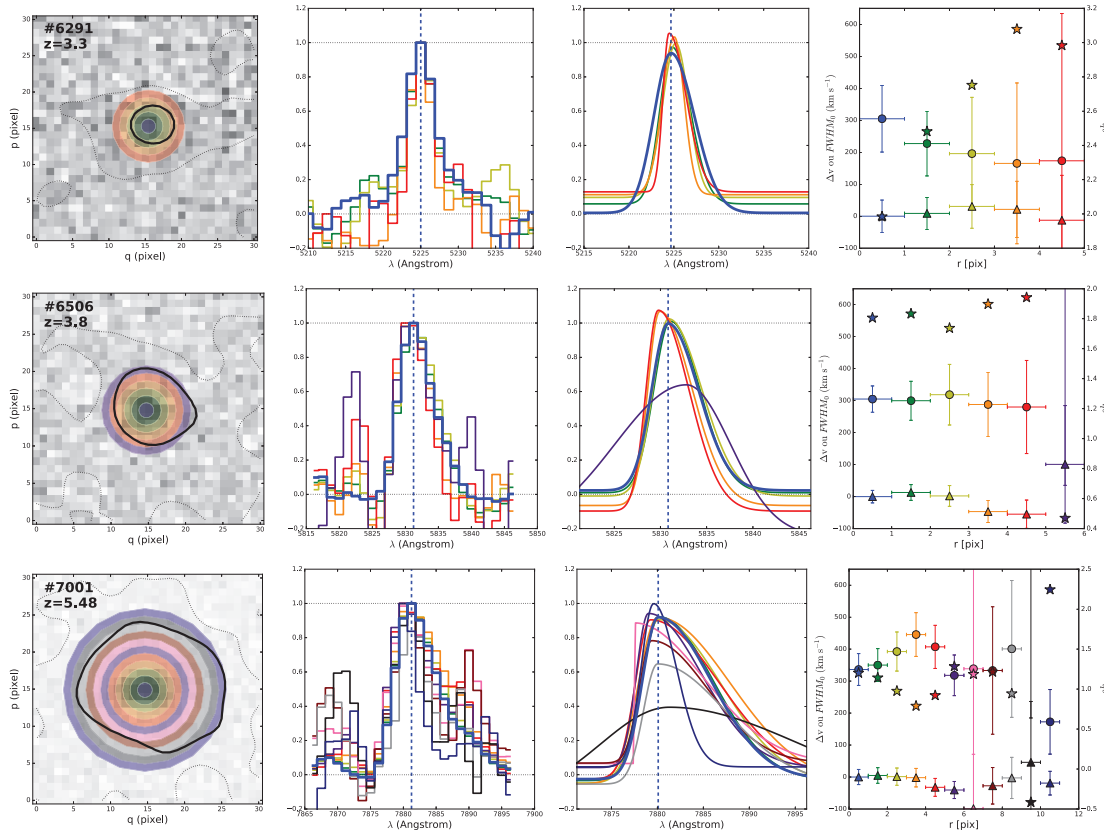


FIGURE 5.16 – Exemples représentatifs de 9 galaxies (une par ligne) pour lesquelles l'évolution de la raie $Ly\alpha$ selon la distance à la galaxie est étudiée. *Première colonne* : image $Ly\alpha$ sur laquelle sont montrés les anneaux dans lesquels ont été extraites les raies. Les contours solides noirs et en pointillés correspondent à une brillance de surface de 10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-1}$ et 10^{-19} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-1}$. *Deuxième colonne* : raies intégrées et normalisées (au pic) dans les anneaux de la couleur correspondante. Seules les raies ayant un S/B au pic supérieur à 1 sont considérées. La ligne verticale bleue pointillée indique le pic de la raie centrale (tracée en bleu). *Troisième colonne* : Gaussienne asymétrique ajustée sur chacune des raies. *Quatrième colonne* : Évolution de la largeur $FWHM_0$ (ronds), de l'asymétrie sk (étoiles) et du décalage de la raie par rapport à la raie centrale Δv (triangles) en fonction du rayon au centre de la galaxie.

décaler vers les grandes longueurs d'onde.

De plus et dans le but de faire le lien entre les propriétés spectrales et spatiales des halos, les points des objets autour desquels un halo a été détecté (cf. section 5.2) sont colorés et renseignent sur le caractère plus ou moins étendu des halos par rapport au continu UV de la galaxie ($rs_{\text{halo}}/rs_{\text{cont}}$). Les autres objets (émission $Ly\alpha$ compacte ou en dessous de nos limites de détection) sont représentés par les croix noires. Ainsi, la majorité des galaxies entourées de halos très étendus par rapport à l'émission du continu UV ($rs_{\text{halo}}/rs_{\text{cont}} \sim 25$ – points jaunes) présentent des raies ayant tendance à être plus larges à grande distance qu'au centre de la galaxie. Les autres objets, moins étendus, ne montrent pas de tendance particulière.

Il est aussi intéressant de regarder comment évoluent les raies doubles. D'après notre analyse, l'objet #106, par exemple, a un doublet $Ly\alpha$ qui indubitablement évolue en fonction du rayon (deuxième ligne de la figure 5.16). En effet, l'intensité de la raie "bleue" semble diminuer et, de ce fait, le rapport entre l'intensité des deux pics de la raie

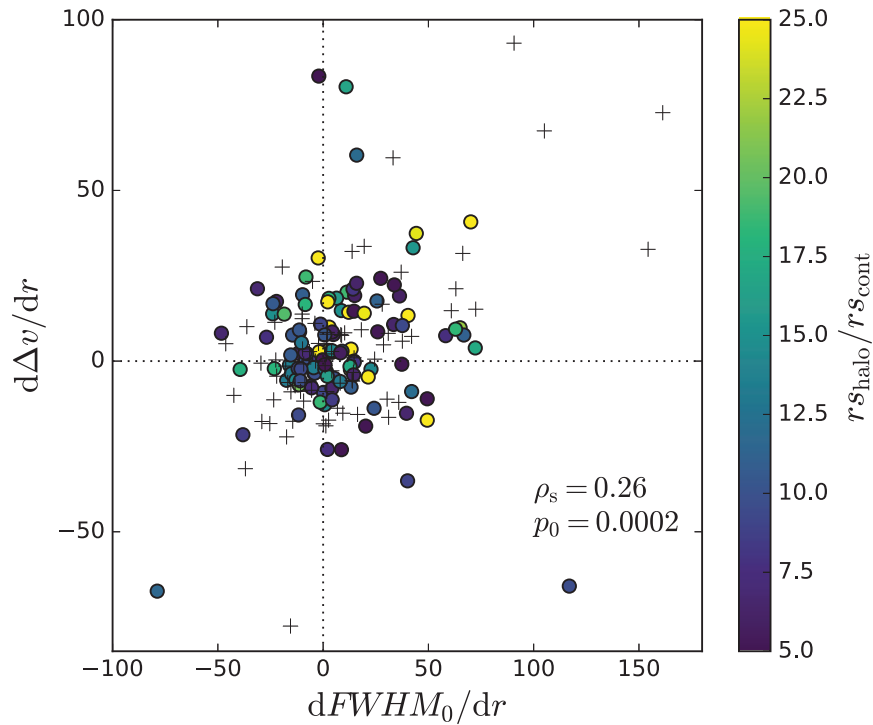


FIGURE 5.17 – Relation entre l'évolution de la largeur de la raie $dFWHM_0/dr$ et celle de son décalage par rapport à la raie centrale $d\Delta v/dr$. Les points colorés représentent les objets autour desquels un halo a été détecté et les croix noires les autres objets (halo compact ou non significatif). Le code couleur renseigne sur le caractère plus ou moins étendu des halos par rapport au continu UV de la galaxie. Les résultats du test de corrélation de Spearman (coefficient et p-valeur) sont indiqués en bas à droite.

augmenter. De plus, la raie "rouge" a tendance à être plus fine. La raie étant ajustée par une raie simple, l'ajustement réalisé pour cet objet est inadapté et les mesures ne sont donc pas exploitées.

Bien que assez incertains au vu du faible S/B des raies analysées, les changements de profils spectraux observés suggèrent une évolution du milieu dans lequel est produite et/ou propagée l'émission $Ly\alpha$. Des interprétations possibles de ces observations sont données dans la section 6.

5.6.3 Évolution de la raie $Ly\alpha$ pixel par pixel

Après avoir étudié l'évolution de la raie $Ly\alpha$ en considérant une géométrie circulaire, nous nous intéressons ici à son évolution pixel à pixel. Cette analyse semble à priori assez audacieuse au vu des résultats déjà assez incertains obtenus sur les raies intégrées dans des anneaux (i.e. sur plusieurs pixels – section 5.6.2). Cependant, cette toute première tentative de "cartographie" de l'évolution de la raie $Ly\alpha$ (pixel à pixel) est tout de même menée afin de savoir jusqu'où peut aller l'analyse des halos $Ly\alpha$ autour de galaxies distantes et peu massives vues par MUSE dans le champ de l'UDF.

La raie est ainsi extraite dans chacun des pixels d'une fenêtre de $6'' \times 6''$ (soit 30 pixels MUSE). Deux méthodes sont ensuite employées :

1. De même que pour l'analyse de l'évolution de la raie dans des anneaux (5.6.2), une fonction gaussienne asymétrique est ajustée à chacune des raies. Les paramètres de largeur de raie, d'asymétrie et de décalage sont ensuite mesurés sur ce modèle. Les

mesures sont considérées valides si l'erreur relative correspondante est inférieure à 50%.

2. Aucun ajustement n'est effectué et les paramètres sont directement évalués sur la raie extraite du pixel.

Seules les raies ayant un S/B au pic supérieur à 2 sont exploitées. Les pixels dont la raie ne respecte pas cette condition sont masqués. Étant donné le faible S/B des raies extraites, la condition en S/B limite l'analyse aux pixels centraux et plus particulièrement aux galaxies les plus brillantes ($F_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$).

Les résultats obtenus par les deux méthodes sont donnés sous forme de cartes où la valeur de chaque pixel de l'image Ly α est remplacée par celle du paramètre analysé. La figure 5.18 montre les résultats pour 5 objets (d'autres exemples sont donnés dans l'annexe C). La première ligne montre les résultats obtenus sur la raie et la deuxième sur le modèle de la raie. Les contours de brillance de surface de l'émission Ly α montrent bien que cette analyse pixel à pixel est limitée à l'émission centrale des galaxies les plus brillantes de notre échantillon. De plus, la méthode utilisant l'ajustement par une gaussienne (deuxième ligne) semble moins adaptée (moins de surface analysée) car les raies à ajuster sont très bruitées.

Ainsi, pour la plupart des objets, il est difficile d'affirmer que la raie Ly α évolue au sein du halo. Certains objets semblent cependant intéressants : la raie Ly α de certaines galaxies telles que #53, #68 ou encore #1969 semblent être plus large d'un côté de la galaxie que de l'autre. Aucune évolution particulière de Δv ou du paramètre d'asymétrie sk n'est observée.

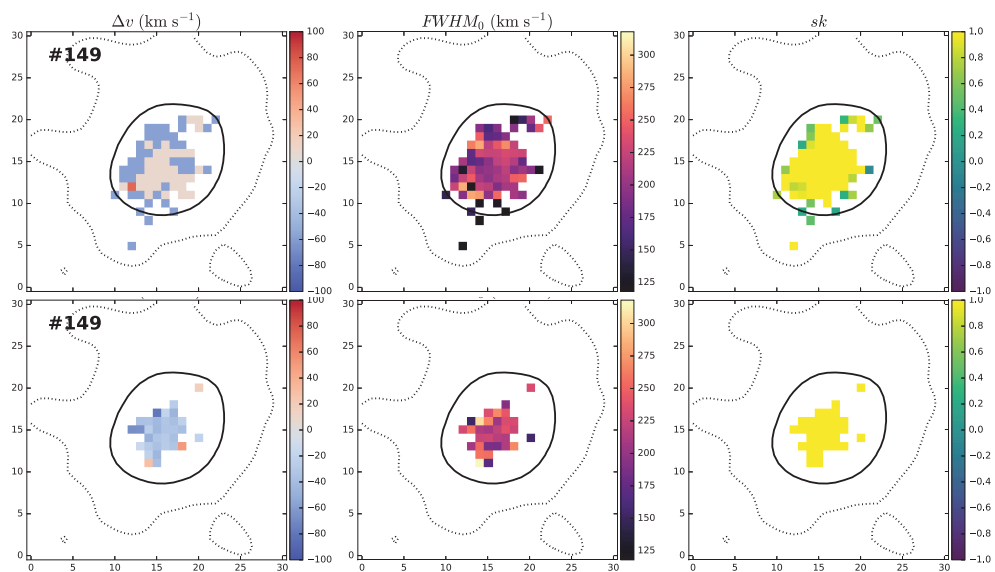
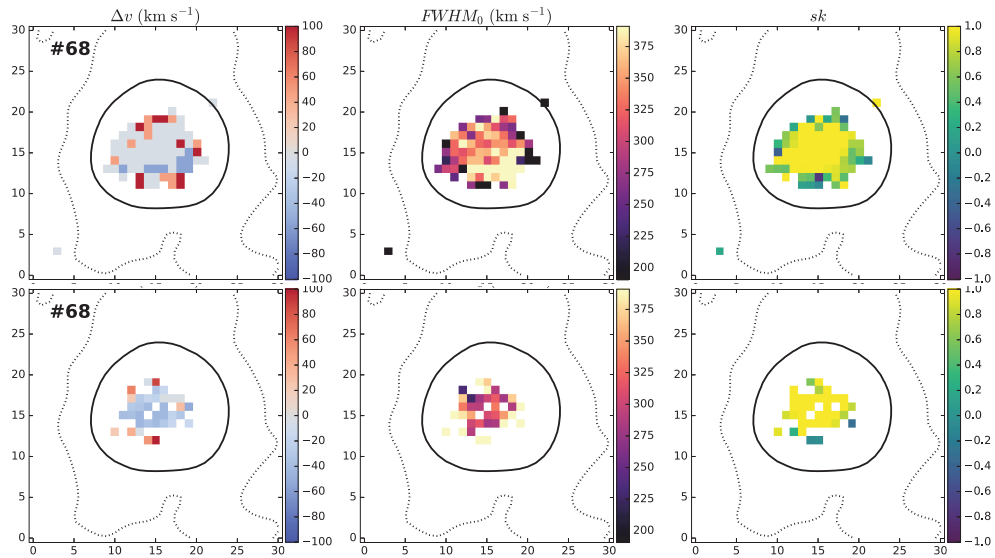
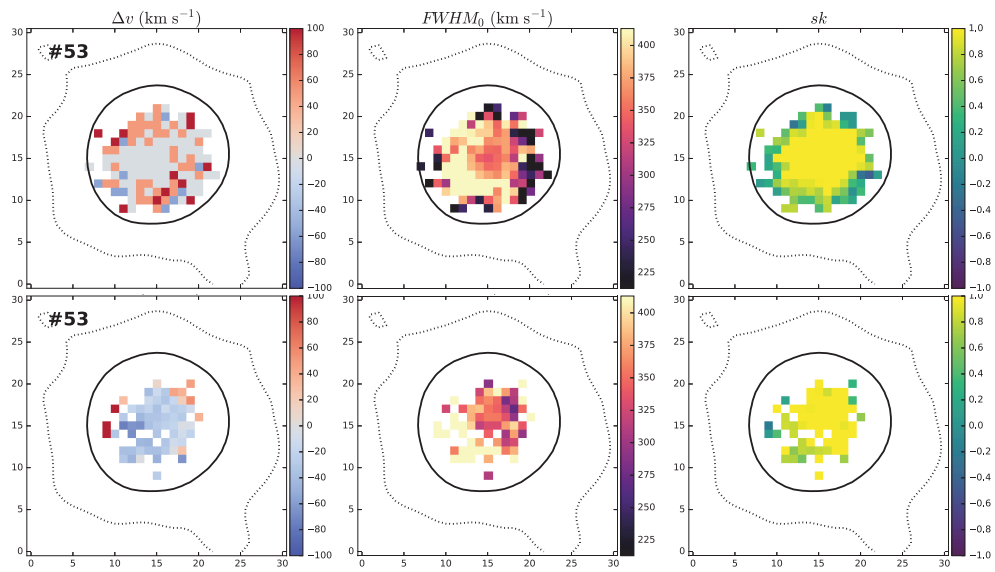
5.7 Résumé de ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'analyse de l'émission diffuse Ly α autour des LAEs détectés dans les champs profonds de MUSE. La détection d'une composante étendue encore appelée "halo" repose sur la procédure de décomposition de l'émission Ly α détaillée dans le chapitre précédent (4). Ainsi, des halos Ly α ont été détectés autour de 145 LAEs soit $\approx 80\%$ des galaxies de l'échantillon pour lesquelles des mesures fiables ont pu être obtenues (184 galaxies). Le halo Ly α des 39 autres galaxies est soit trop compact pour être mesuré correctement par notre méthode (19 objets) soit statistiquement très incertain (20 objets). L'émission étendue Ly α est ainsi caractérisée pour chacun des objets (cf. 5.3). Les résultats obtenus sont résumés et listés ci-après :

- Les tailles caractéristiques des halos sont variées : $1 \lesssim r_{\text{s halo}} \text{ (kpc)} \lesssim 18.7$
- Une grande partie du flux Ly α total de la galaxie est contenue dans le halo : $\approx 65\%$ en moyenne.
- La fraction de flux dans le halo n'est corrélée ni avec la taille du halo ou du continu UV, ni avec la luminosité totale Ly α de la galaxie.
- La taille du halo n'est pas liée à la largeur équivalente de l'émission Ly α ni à la luminosité totale. Cependant, les galaxies les plus lumineuses ($\log(L_{\text{Ly}\alpha} / \text{erg s}^{-1}) \gtrsim 42.5$) tendent à avoir de grands halos ($r_{\text{s halo}} \gtrsim 3 \text{ kpc}$).

Ces propriétés des halos sont ensuite comparées avec les autres propriétés Ly α et UV des galaxies hôtes afin de déterminer si la galaxie et son halo Ly α sont liés (cf. 5.4.2). Les résultats sont résumés comme suit :

- Les tailles caractéristiques du halo et de la galaxie apparaissent corrélées. Les halos sont entre 4 et plus de 30 fois plus étendus que la galaxie hôte (~ 10 fois en moyenne).
- La corrélation entre la taille du halo et la magnitude UV ou la pente du continu UV est moins évidente.



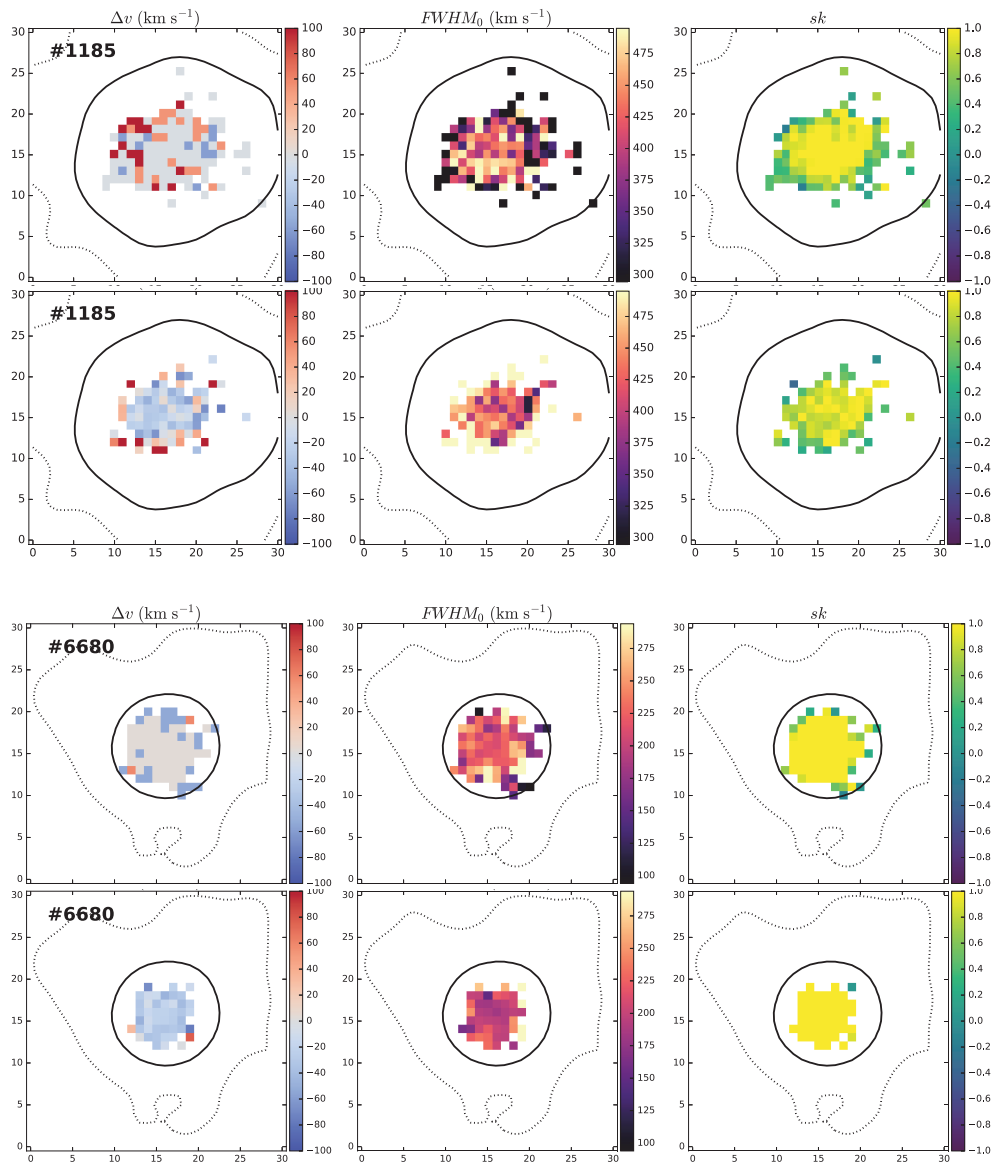


FIGURE 5.18 – Cartes d'évolution spatiale de la raie Ly α pour 5 objets. Chaque bloc de 6 vignettes montre les résultats d'un seul objet : *première ligne* : mesures réalisées sur la raie, *deuxième ligne* : mesures réalisées sur le modèle de la raie, *première colonne* : carte du décalage du pic de la raie par rapport à celui de la raie intégrée sur toute la galaxie, *deuxième colonne* : carte de la largeur de la raie, *troisième colonne* : carte de l'asymétrie de la raie. Voir le texte pour plus d'explications.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'évolution des halos Ly α avec le redshift (cf. 5.5) en comparant nos résultats obtenus entre $z = 3$ et $z = 6$ puis avec les résultats d'études précédentes obtenus sur des objets à $z \sim 0$:

- Alors que la taille du continu a tendance à diminuer vers les grands redshifts, la taille des halos Ly α ne montre pas d'évolution entre $z = 3$ et $z = 6$.
- Les halos détectés à $z \sim 0$ sont en moyenne 5 fois plus compacts que les halos détectés à $z > 3$.

Enfin, le dernier volet de notre étude a consisté en l'analyse du lien entre les propriétés spatiales et spectrales de l'émission Ly α avec notamment la comparaison de la taille du

halo avec le profil de la raie et l'étude de l'évolution de la raie au sein du halo. Les conclusions de cette analyse sont les suivantes :

- Les LAEs ayant les halos les plus compacts (en dessous de nos limites de détection ou dont le halo est statistiquement peu probable) et les moins lumineux ($<30\%$ du flux total dans le halo) ont les raies les plus fines de l'échantillon ($FWHM_0 < 300 \text{ km s}^{-1}$). Cependant, les halos étendus peuvent montrer toutes sortes de profils de raie.
- La largeur et l'asymétrie de la raie $Ly\alpha$ ne dépendent pas des propriétés UV de la galaxie hôte.
- Les raies $Ly\alpha$ semblent s'élargir et à se décaler vers les grandes longueur d'onde lorsque la distance au centre de la galaxie augmente. Ce résultat doit cependant être vérifié car il pourrait s'agir d'un effet de la diminution de la brillance de surface.
- Alors que la raie $Ly\alpha$ de certains objets évolue spatialement au sein du halo, la plupart des objets ne montrent pas d'évolution particulière. L'analyse de l'évolution de la raie $Ly\alpha$ est cependant assez délicate au vu de la diminution rapide du S/B avec le rayon.

Ces nombreux résultats obtenus grâce à l'instrument MUSE nous permettent d'accroître significativement le nombre de LAEs étudiés de manière individuelle et donc d'en savoir plus sur les halos $Ly\alpha$ qui apparaissent alors très fréquents autour des LAEs à ces redshifts. L'interprétation de ces résultats dans le cadre de l'étude du CGM est développée dans le chapitre suivant 6.

6

Implications/ Discussion pour l'étude du CGM

6.1	Exploration du CGM via les halos Lyα	119
6.1.1	Ubiquité des halos Ly α	119
6.1.2	Comparaison de la taille des halos Ly α avec le rayon du viriel des halos de matière noire	121
6.1.3	Relation entre CGM et galaxies hôtes	122
6.2	Origine(s) des halos Lyα	124
6.2.1	Formation stellaire et diffusion	124
6.2.2	Refroidissement radiatif après accrétion	126
6.2.3	Fluorescence Ly α	129
6.2.4	Galaxies satellites	130
6.2.5	Vers un scénario mixte? – Études à venir	130
6.3	Résumé de ce chapitre	131

Dans les chapitres précédents nous avons présenté une analyse détaillée des halos Ly α autour des LAEs de l'UDF observés avec MUSE. De nombreux résultats permettant la caractérisation de ces halos Ly α ont ainsi été obtenus (cf. résumé du chapitre précédent 5.7). Comme exposé dans l'introduction (cf. sections 1.2.2, 1.4.1 et 1.5), l'émission Ly α permet l'observation directe, et donc l'étude, du milieu circum-galactique. Dans ce chapitre, nous interprétons, dans un premier temps, les résultats de notre analyse des halos Ly α en termes de propriétés du CGM (section 6.1). Nous tentons ensuite, à partir de nos résultats, d'apporter des éléments de réponse à la question de l'origine des halos Ly α (section 6.2).

6.1 Exploration du CGM via les halos Ly α

6.1.1 Ubiquité des halos Ly α

L'un des résultats principal de notre analyse est la quasi-omniprésence de halos Ly α autour des LAEs de notre échantillon. En effet, 80% des galaxies analysées (cf. section 5.2.2) présentent une émission Ly α plus étendue que celle du continu UV. Le halo Ly α apparaît ainsi comme une propriété générale des LAEs à grand redshift.

Ce résultat se traduit directement par une présence importante de gaz d'hydrogène "froid" (avec lequel les photons Ly α interagissent – cf. section 1.3.2) autour des galaxies, autrement dit dans le CGM. Cette observation concorde avec de nombreuses prédictions théoriques et expériences de simulations numériques (e.g. Kereš et al. 2005; Fumagalli

et al. 2011; Faucher-Giguère et al. 2015) stipulant que du gaz neutre est présent en grande quantité autour des galaxies à grands redshifts (cf. figure 6.1¹). En ce sens, nos résultats sont en accord avec la vision classique de la formation des galaxies (cf. sections 1.1 et 1.2).

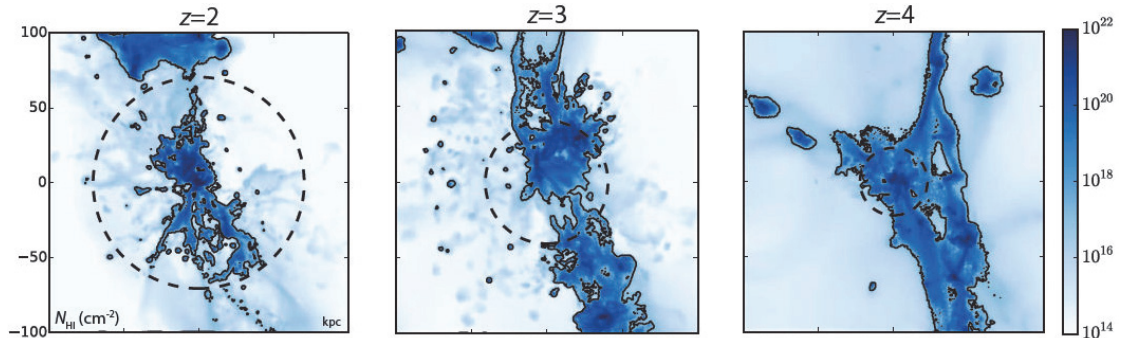


FIGURE 6.1 – Cartes de gaz HI d’une simulation extraite de Faucher-Giguère et al. (2015) à $z=[2,3,4]$ illustrant la richesse en gaz neutre du CGM. Le rayon du viriel est représenté par le cercle tireté noir. La masse du halo de matière noire de la simulation est du même ordre de grandeur que celle de nos LAEs soit $\sim 10^{11} M_{\odot}$.

L’analyse du CGM des galaxies locales (voir section 5.5) dévoile des halos Ly α beaucoup moins étendus; en moyenne 2.4 fois plus étendus que le continu alors que la valeur moyenne à haut redshift ($z > 3$) est de 10, ce qui représente une différence d’un facteur 4. Cette comparaison pourrait suggérer que la composition du CGM à bas redshift ($z \sim 0$) est moins riche en gaz neutre qu’à grand redshift et ainsi souligner une évolution manifeste du CGM avec le temps cosmique.

L’évolution de la taille des halos Ly α doit aussi être mise en relation avec l’évolution de la fraction d’échappement Ly α qui s’avère dépendre fortement du contenu en poussière des galaxies (Hayes et al. 2011; Dijkstra and Jeason-Daniel 2013 et la section 1.4.3). En effet, les photons Ly α étant facilement absorbés, et donc détruits, par la poussière, l’émission Ly α peut rencontrer des difficultés à traverser les régions de formation stellaire pour former les halos Ly α observés. Il a cependant été montré que les galaxies à bas redshift possèdent un contenu en poussière bien plus important que les galaxies à haut redshift; l’étude de Hayes et al. (2011) par exemple, réunit les résultats de plusieurs études et indique que l’extinction par la poussière décroît exponentiellement avec le redshift (cf. leur figure 4 – figure 1.22a). En considérant cet aspect, l’absence ou la diminution de la taille des halos à bas redshift ne signifie pas forcément que le contenu en gaz d’hydrogène "froid" de la galaxie est moins important. Cependant, les pentes UV β du continu, qui s’avèrent être de bons indicateurs de l’extinction (cf. sections 5.4.1 et 1.4.3), des galaxies locales de l’échantillon LARS (Hayes et al. 2013) sont du même ordre de grandeur que celles mesurées sur nos LAEs: $\beta = -1.64$ pour LARS et $\beta = -1.93$ pour notre échantillon. Les contenus en poussière de ces objets sont ainsi assez comparables et soulèvent alors la question de la sensibilité de la fraction d’échappement Ly α à l’extinction de la galaxie hôte (e.g. Verhamme et al. 2008; Atek et al. 2009; Hayes et al. 2010 et section 1.4.3).

Notre analyse a aussi permis de mettre en évidence la présence d’émission Ly α diffuse autour de galaxies absorbantes en Ly α (cf. section 3.5.1). Steidel et al. (2011) ont eux aussi observé une émission Ly α diffuse autour de leurs LBGs massives absorbant en Ly α . Ces observations montrent que la présence d’un halo Ly α n’est pas propre aux émetteurs "purs" et motivent la recherche d’émission Ly α autour de toutes les galaxies.

1. Selon la relation masse stellaire/DM prédite par Moster et al. (2010) et Behroozi et al. (2013), et en supposant celle-ci valide dans notre domaine de redshift, nous pouvons estimer que nos galaxies résident dans des halos de matière noire de masse inférieure ou de l’ordre de $10^{11} M_{\odot}$.

6.1.2 Comparaison de la taille des halos $\text{Ly}\alpha$ avec le rayon du viriel des halos de matière noire

L'émission $\text{Ly}\alpha$ apparaît ainsi comme un traceur puissant du gaz d'hydrogène autour des galaxies. Nous regardons maintenant sur quelles échelles les photons $\text{Ly}\alpha$ illuminent le CGM. Pour cela, l'extension maximale de l'émission $\text{Ly}\alpha$ détectée sur les images en bande étroite est comparée au rayon du viriel de la galaxie hôte. L'extension maximale est ici caractérisée par le rayon de "courbe de croissance" r_{CoG} au delà duquel le signal $\text{Ly}\alpha$ n'est plus détecté (voir section 3.3.2). Le rayon du viriel du halo de matière noire (DM) dans lequel réside la galaxie est estimé selon les prédictions du modèle semi-analytique de Garel et al. (2015). Les contours des prédictions de la relation $r_{\text{vir}}-M_{\text{UV}}$ sont tracés en gris sur la figure 6.2 pour quatre domaines de redshift différents ($z \sim [3, 4, 5, 6]$). La courbe tiretée noire représente l'ajustement polynomiale de la distribution des galaxies simulées, autrement dit la relation moyenne $\langle r_{\text{vir}} \rangle - \langle M_{\text{UV}} \rangle$. Les rayons r_{CoG} des objets de notre échantillon autour desquels un halo a été détecté sont placés sur les graphiques selon leur magnitude UV (points violets). Le rapport $r_{\text{CoG}} / \langle r_{\text{vir}} \rangle$ est quant à lui montré dans le panneau inférieur. Ce rapport constitue une estimation de la fraction du CGM² tracée par l'émission $\text{Ly}\alpha$ dans chaque tranche de redshift.

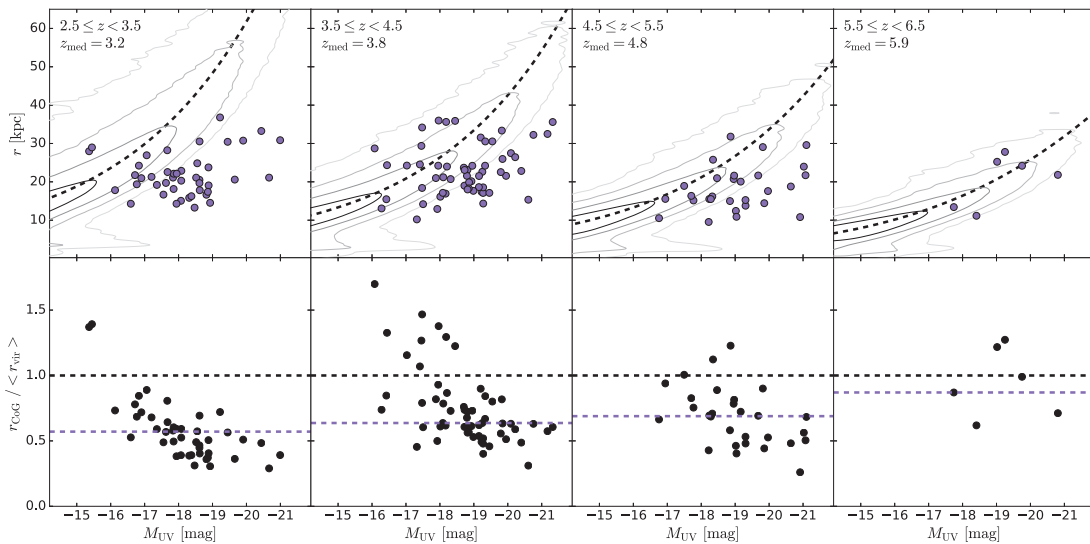


FIGURE 6.2 – Comparaison entre l'extension spatiale $\text{Ly}\alpha$ et le rayon du viriel des galaxies. *En haut* : extension maximale de l'émission $\text{Ly}\alpha$ (r_{CoG}) en fonction de la magnitude UV absolue des galaxies hôtes pour différents domaines de redshift ($z \approx [3, 4, 5, 6]$). Les contours gris correspondent à la relation entre le rayon du viriel et la magnitude UV prédite par un modèle semi-analytique (Garel et al. 2015) (contours à 10^{-2} , 10^{-3} , 10^{-4} et $10^{-5}\%$ du nombre total de galaxies modélisées). La courbe noire tiretée correspond à l'ajustement polynomiale de la distribution. *En bas* : Rapport entre le rayon du viriel moyen prédit à une certaine magnitude UV et le rayon r_{CoG} de l'émission $\text{Ly}\alpha$. Les valeurs médianes sont indiquées par les lignes horizontales tiretées violettes.

La valeur médiane du rapport (indiquée par la ligne tiretée violette) tend ainsi à augmenter avec le redshift : 57%, 64%, 69% et 87% à $z_{\text{med}}=[3.2, 3.8, 4.8, 5.9]$ respectivement. Ce résultat n'est, en quelque sorte, pas surprenant étant donné qu'aucune évolution de la taille des halos n'est observée à ces redshifts (cf. section 5.5) tandis que le modèle semi-

2. Dans le cas où la limite du CGM est définie par le rayon du viriel. Il n'y a en effet aujourd'hui, pas de définition unique du CGM d'une galaxie (cf. introduction 1.2).

analytique prévoit une diminution de la taille du viriel avec le redshift à une magnitude donnée (cette évolution de la taille du rayon viriel avec le redshift est aussi observé sur les simulations de Faucher-Giguère et al. (2015) – cercles sur la figure 6.1).

Ainsi, d'après les modèles théoriques, les haloes Ly α sondent une fraction du CGM de plus en plus importante avec le redshift. En moyenne, le gaz d'hydrogène "froid" est tracé jusqu'à la moitié du rayon du viriel et même au delà dans certains cas. L'émission Ly α permet donc une étude plutôt complète du CGM autour des galaxies peu massives. L'IGM reste quant à lui hors de portée avec nos données et cette méthode d'analyse.

6.1.3 Relation entre CGM et galaxies hôtes

Si les halos Ly α sont une propriété générale des galaxies à grand redshift alors il est intéressant de savoir comment sont corrélées leurs propriétés avec le contenu stellaire des galaxies (taille, magnitude UV mais aussi le taux de formation stellaire).

Notre analyse des halos Ly α suggère que leur taille est corrélée avec celle du continu UV de la galaxie et, de manière moins évidente, avec la magnitude UV (cf. section 5.4.2). Ce résultat indique que les propriétés des halos Ly α (taille et flux) sont liées aux propriétés UV de la galaxie hôte. Cette corrélation suggère alors que la formation stellaire au sein de la galaxie hôte joue un rôle important pour la production des halos Ly α (cf. section 6.2).

Nous étendons ainsi la comparaison au taux de formation stellaire (SFR pour "Star Formation Rate" en anglais) des galaxies afin d'analyser son influence sur les halos Ly α observés. Dans l'hypothèse où la formation stellaire est à l'origine de toute la production de l'émission Ly α et de l'émission UV, le taux de formation stellaire peut être estimé à partir de la luminosité intrinsèque (i.e. corrigée de l'extinction stellaire) du continu UV ou de l'émission Ly α . Ces estimations sont d'abord basées sur la relation empirique de Kennicutt (1998) entre le SFR et la luminosité intrinsèque H α qui, en considérant une fonction de masse initiale de Salpeter (Salpeter 1955), s'exprime :

$$L_{\text{H}\alpha}^{\text{intr}} = 1.26 \times 10^{41} (\text{SFR}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) \text{ erg s}^{-1} \quad (6.1)$$

puis sur les prédictions de la relation entre les luminosités H α et Ly α (Brocklehurst 1971; Dopita and Sutherland 2003) :

$$L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} = 8.7 \times L_{\text{H}\alpha}^{\text{intr}} \quad (6.2)$$

En négligeant l'extinction par la poussière, le taux de formation stellaire peut alors s'exprimer en fonction de la luminosité Ly α observée selon la relation suivante :

$$L_{\text{Ly}\alpha} = 1.1 \times 10^{42} (\text{SFR}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) \text{ erg s}^{-1} \quad (6.3)$$

L'hypothèse de l'absence de poussière est cohérente et s'appuie sur nos mesures de pente du continu UV dont la valeur médiane pour notre échantillon est proche de $\beta = -2$ (valeur exacte -1.93). Les LAEs sont de plus des objets connus pour être assez pauvre en poussière à ces redshifts (cf. introduction 1.4.3).

D'après Madau et al. (1998), le SFR d'une galaxie peut être déduit de sa luminosité UV à 1500Å selon la relation :

$$L_{1500,\text{UV}} = 1.4 \times 10^{40} (\text{SFR}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) \text{ erg s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \quad (6.4)$$

Les SFRs des galaxies de notre échantillon estimés par ces deux méthodes utilisant la luminosité Ly α et celle du continu UV valent respectivement entre ~ 0.2 et $21 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (valeur médiane $1.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) et entre 0.1 et $>30 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (valeur médiane $2.3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$).

Une comparaison est donnée sur la figure 6.3. Les SFRs calculés avec la luminosité UV apparaissent plus élevés que ceux calculés avec la luminosité $\text{Ly}\alpha$. Les distributions indiquent que le taux de formation stellaire de nos LAEs est généralement inférieur à $5 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$. Ouchi et al. (2008) trouvent un SFR entre ≈ 5 à $10 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour leur échantillon de LAEs plus lumineux ($L_{\text{Ly}\alpha} \sim 3 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$).

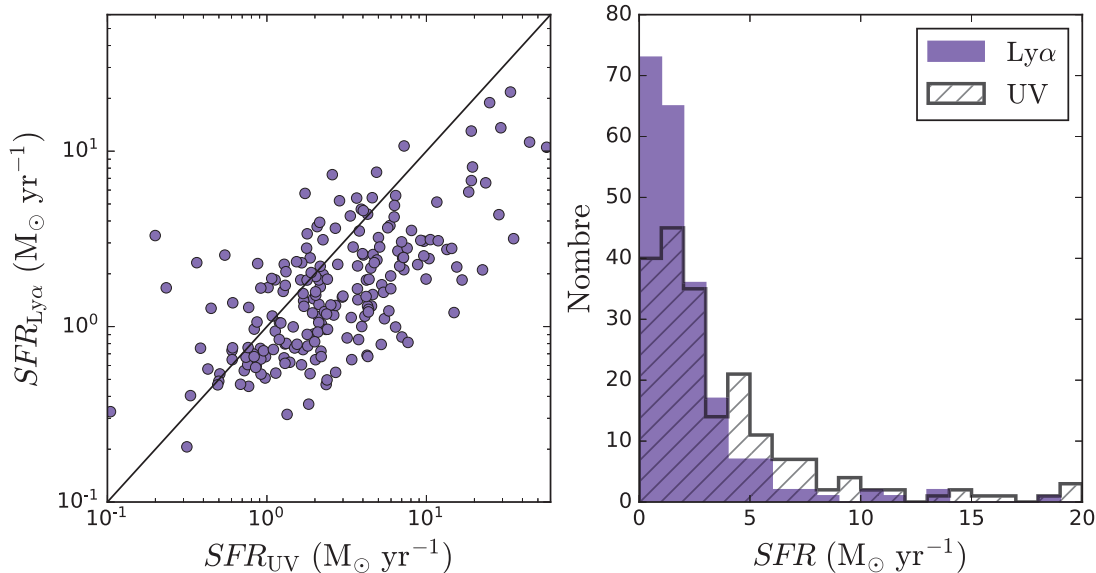


FIGURE 6.3 – Comparaison des SFRs estimés avec $L_{\text{Ly}\alpha}$ et L_{UV} , la droite du panneau de gauche représente l'identité. Les histogrammes des deux distributions en SFR ($\text{Ly}\alpha$ en violet et UV en noir hachuré) sont montrés à droite.

Le taux de formation stellaire de chaque LAE autour duquel a été détecté un halo (145 objets – cf. section 5.2.2) est comparé au rayon caractéristique du halo $\text{Ly}\alpha$ sur la figure 6.4 (points violets et gris pour le SFR $\text{Ly}\alpha$ et UV respectivement à gauche et à droite). Une corrélation (malgré une dispersion importante des données) est observée entre la taille du halo et le SFR calculé avec la luminosité $\text{Ly}\alpha$ (cf. équation 6.3). Cette corrélation n'est cependant pas observée ($\rho_s=0.12$, $p_0=0.18$) lorsque le SFR est calculé avec la luminosité UV (cf. équation 6.4). Nous pouvons cependant nous questionner sur la fiabilité des SFRs très faibles qui pourraient être à l'origine de cette absence de corrélation.

Les objets compacts (de taille inférieure à nos limites de détection, cf. sections 4.3.3 et 4.3.4 – triangles inversés verts) et les objets pour lesquels la présence d'un halo est incertaine (cf. section 5.2.2 – cercles rouges) sont aussi placés sur la figure pour comparaison. Ces objets compacts possèdent des valeurs de SFR faibles ($\lesssim 2 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) par rapport aux objets autour desquels un halo a été détecté. Il est aussi intéressant de remarquer que certains objets ont un faible taux de formation stellaire ($< 2 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) et sont tout de même entourés d'un halo $\text{Ly}\alpha$ étendu ($> 3 \text{ kpc}$). Enfin, la plupart des galaxies avec un fort SFR ($> 10 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) sont entourées d'un grand halo $\text{Ly}\alpha$ ($> 3 \text{ kpc}$).

Ainsi, l'influence de la galaxie sur les halos $\text{Ly}\alpha$ n'est pas évidente. Bien qu'une corrélation semble exister entre la taille du continu UV et celle du halo $\text{Ly}\alpha$, le lien entre la taille des halos et la magnitude UV ou encore le taux de formation stellaire n'est pas bien défini. La présence d'une forte formation stellaire au sein de la galaxie semble favoriser la présence de halos étendus $\text{Ly}\alpha$, cependant des halos sont aussi présents autour de galaxies formant peu d'étoiles. D'autres facteurs sont sûrement à prendre en compte pour interpréter ces résultats. Des éjections de matière (supernovae, vents) peuvent par exemple influencer sur l'évolution du taux de formation stellaire (e.g. Trebitsch et al. 2017)

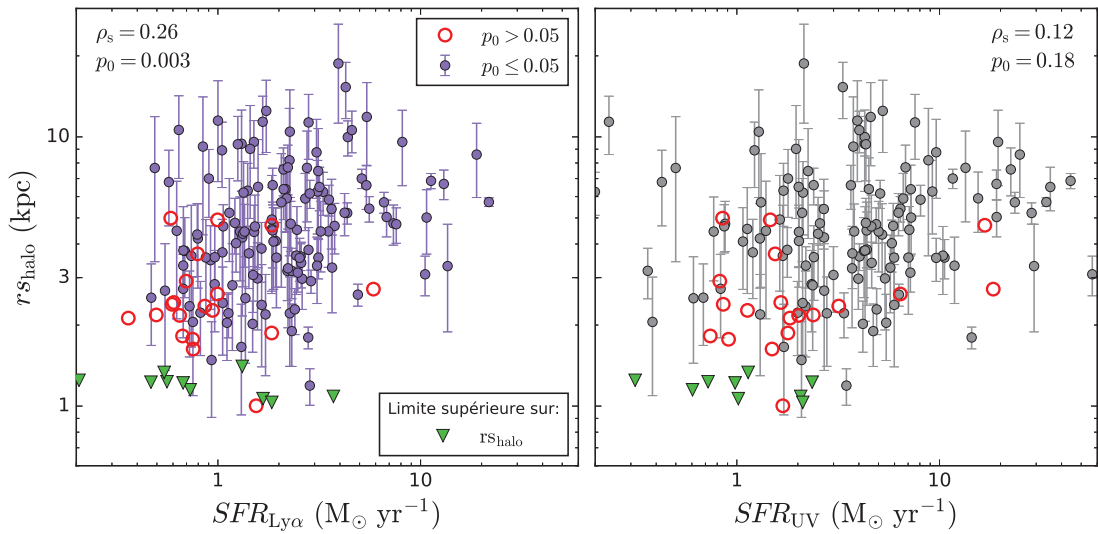


FIGURE 6.4 – Évolution de la taille des halos Ly α avec le SFR estimés avec $L_{\text{Ly}\alpha}$ (à gauche) et avec L_{UV} (à droite). Les objets compacts ($r_{\text{s halo}} < r_{\text{s halo, lim}}$ – cf. section 4.3.4) et pour lesquels la présence est peu probable ($p_0 > 0.05$) sont représentés par les triangles verts et les cercles rouges respectivement. Les résultats (coefficient ρ_s et p-valeur p_0 associée) du test de corrélation de Spearman réalisé sur les objets avec halo Ly α sont donnés en haut des graphiques.

mais aussi aider l'émission Ly α à "s'échapper" des régions HII de la galaxie (Dijkstra et al. 2006b; Verhamme et al. 2012; Behrens et al. 2014; Behrens and Braun 2014). De plus, d'autres mécanismes peuvent aussi participer à la production des halos Ly α , auquel cas, leurs propriétés ne dépendraient plus seulement de celles de la galaxie. Cette hypothèse pourrait alors expliquer l'absence de corrélation observée. Ainsi se pose la question de l'origine des halos Ly α , adressée dans la section suivante.

6.2 Origine(s) des halos Ly α

L'origine des halos Ly α est, encore aujourd'hui, source de débats. Comme vu dans le chapitre introductif, les photons Ly α sont produits dans les régions de recombinaison de l'hydrogène, autrement dit où la matière est dense tel que les régions de formation stellaire ou à proximité d'une source ionisante (e.g. quasar ou fond UV) mais aussi dans les régions d'effondrement gravitationnel (cf. section 1.3.3). Ces différents mécanismes sont tous potentiellement responsables des halos Ly α observés autour de nos LAEs. La propriété résonnante des photons Ly α complique d'avantage l'interprétation des données puisque l'émission Ly α observée à un endroit, n'y a pas forcément été créée. Nous tentons ainsi dans cette section de déterminer quels nouveaux éléments de réponse nos résultats peuvent apporter à cette problématique. Pour cela, les différents scénarios envisagés sont passés en revue et comparés, si possible, aux prédictions des modèles théoriques.

6.2.1 Formation stellaire et diffusion

Le mécanisme le plus naturel, à première vue, pour expliquer la présence d'un halo Ly α autour d'une galaxie est celui de la formation stellaire. Dans ce scénario, les photons Ly α observés sont produits dans les régions HII (voir section 1.3.3) de la galaxie hôte

puis diffusés dans le gaz neutre environnant la galaxie³. Une illustration est donnée sur la figure 6.5(a).

La première question est donc de savoir si les galaxies hôtes produisent assez de rayonnement ionisant (photons LyC) pour alimenter les halos observés. Dans le cas idéal B de recombinaison (i.e dans un milieu optiquement épais à tous les photons de la série Lyman – Baker and Menzel 1938), le pourcentage de recombinaison de l'atome d'hydrogène produisant un photon $\text{Ly}\alpha$ est de 68% (Spitzer 1978 et Dijkstra 2014 pour une démonstration de l'estimation de ce facteur). Une certaine fraction des photons $\text{Ly}\alpha$ produits pouvant cependant être détruits par la poussière, la production observable de photons $\text{Ly}\alpha$ est en fait inférieure à celle réellement produite. Ainsi, l'émission $\text{Ly}\alpha$ observée peut être expliquée par la seule présence de photons LyC si son taux de production est inférieur à 0.68 fois celui de l'émission ionisante. Cette condition peut se traduire en termes de largeur équivalente : $EW_{\text{Ly}\alpha} \leq EW_{\text{max}}$ où EW_{max} dépend de plusieurs propriétés de la galaxie telles que la métallicité, l'IMF, l'histoire de formation stellaire (SFH pour "Star Formation History" en anglais) ou encore la quantité de poussière interne et externe à la galaxie (cf. Schaerer 2003). La détermination de cette condition apparait finalement assez complexe et, pour cause, varie considérablement d'une étude à l'autre. Charlot and Fall (1993), en utilisant différents IMF et SFH ont montré que la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ résultante de galaxies (dépourvues de poussière) variait entre 50 et 200Å. Le fait que 16% de nos LAEs aient une largeur équivalente supérieure à 200Å, voire parfois supérieure à 400Å, suggère alors que les photons $\text{Ly}\alpha$ de ces objets ne sont pas seulement dus à la formation stellaire. Schaerer (2003) a cependant montré que la largeur équivalente $EW_{\text{Ly}\alpha}$ dépend fortement de la métallicité des étoiles de la galaxie ainsi que de l'IMF adoptée. En effet, d'après leurs modèles, $EW_{\text{Ly}\alpha}$ prend des valeurs maximales variant entre ~ 240 et 350Å pour des métallicités allant de la métallicité solaire ($Z_{\odot} \approx 0.01$) à $Z = 4 \times 10^{-4}$ et jusqu'à 400Å voire plus de 850Å lorsque la métallicité est presque nulle ($< 10^{-5}$) et selon les IMFs considérées. Finalement, même si la détermination de la largeur équivalente limite (EW_{max}) est assez compliquée et dépend de beaucoup de paramètres, une grande majorité de nos LAEs (au moins 86%) ont une largeur équivalente "raisonnable" indiquant que leur continu UV suffit à expliquer la présence de leur halo $\text{Ly}\alpha$.

Des indices sur l'origine des photons $\text{Ly}\alpha$ peuvent aussi être trouvés grâce au profil de la raie. En effet, la majorité des raies $\text{Ly}\alpha$ des LAEs de notre échantillon montre un profil simple et asymétrique vers les grandes longueur d'onde (cf. section 3.5.4). Ce type de profil est obtenu selon les modèles (Verhamme et al. 2006; Dijkstra and Kramer 2012; Yang et al. 2016) lorsque l'émission est diffusée en présence d'éjection de matière (e.g. modèle de coquille en expansion – cf. section 1.4.3). D'après les simulations numériques (Verhamme et al. 2012; Behrens et al. 2014; Behrens and Braun 2014), des éjections de matériel, principalement causées par les supernovae, pourraient en effet faciliter l'échappement des photons $\text{Ly}\alpha$ des régions interstellaires et produire les halos observés. Ce phénomène est probablement observé sur quelques galaxies locales (e.g. Bik et al. 2015; Hinton et al. 2016). Ces profils de raie ne donnent cependant aucune information sur la provenance des photons $\text{Ly}\alpha$. En effet, ceux-ci pourraient être produits (i) dans les régions HII puis diffusés à travers l'ISM et le CGM créant les halos observés, mais ils pourraient aussi être produits (ii) *in situ* dans le CGM puis se diffuser de la même manière produisant les mêmes raies asymétriques observées (Cantalupo et al. 2005 – cf. section 6.2.3). L'analyse de l'évolution des raies au sein du halo couplée aux simulations numériques intégrant un traitement de transfert radiatif de l'émission $\text{Ly}\alpha$ devrait nous permettre de distinguer et mieux caractériser les effets de chaque mécanisme. En particulier, d'après les simulations de Verhamme et al. (prep), si les halos $\text{Ly}\alpha$ sont engendrés par l'émission $\text{Ly}\alpha$ produite dans

3. Une fraction de ces photons est absorbée par la poussière interstellaire.

les régions stellaires, nous nous attendons à ce que les propriétés spectrales et spatiales des halos observés soient corrélées. De telles corrélations sont recherchées dans la section 5.6 du chapitre précédent. Les halos les plus compacts semblent en effet avoir des raies plus fines, cependant certains objets à raies fines sont aussi entourés d'halos étendus. De plus, notre analyse de l'évolution de la raie au sein du halo tend à montrer que la raie s'élargit avec la distance au centre mais ce résultat n'est pas observé sur la majorité des objets et les erreurs de mesure sont importantes de part la diminution rapide du S/B avec le rayon. Les modèles de Verhamme et al. (prep) prédisent notamment une anti-corrélation entre la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ et la largeur de la raie, qui semble être observée pour nos LAEs (voir figure 5.14), ainsi qu'une corrélation entre la fraction de flux dans le halo et la largeur de la raie, qui n'est pas observée de manière générale pour notre échantillon.

Finalement, nous avons plusieurs indices suggérant que les halos peuvent être alimentés par les radiations ionisantes des régions HII de leur galaxie hôte. Il est cependant difficile de quantifier la contribution de ce mécanisme de production interne et nous ne pouvons pas exclure ici qu'une source extérieure de photons $\text{Ly}\alpha$ ait aussi un rôle à jouer.

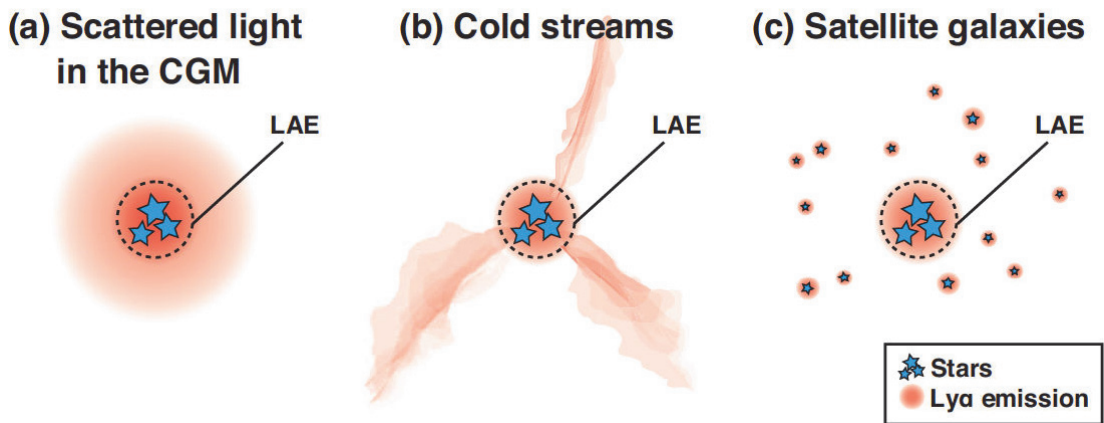


FIGURE 6.5 – Illustrations de 3 scénarios pour l'origine des halos $\text{Ly}\alpha$: (a) diffusion des photons $\text{Ly}\alpha$ dans le CGM, (b) l'accrétion de gaz froid et (c) la présence de LAEs satellites. Les étoiles représentent les régions de formation stellaire de la galaxie (délimitée par le cercle tireté noir). Figure 15 de Momose et al. (2016).

6.2.2 Refroidissement radiatif après accrétion

Comme vu dans la section 1.3.3, des photons $\text{Ly}\alpha$ sont aussi issus du refroidissement radiatif des atomes d'hydrogène du CGM excités par les chocs de compression ou les pertes d'énergie gravitationnelle (en énergie thermique et cinétique) engendrés par l'effondrement gravitationnel du gaz des filaments dans les puits de potentiel de matière noire des galaxies. La figure 6.5(b) en donne une illustration. Ce mécanisme a d'abord été soupçonné de produire de l'émission $\text{Ly}\alpha$ à grand rayon (Fynbo et al. 2001; Fardal et al. 2001). De ce fait, il a très vite été envisagé pour interpréter les halos très étendus. Cependant, l'émissivité $\text{Ly}\alpha$ augmentant avec le carré de la densité du gaz (si celui-ci est assez chaud) et la densité étant plus forte au centre des halos de matière noire, l'émission $\text{Ly}\alpha$ créée par ce mécanisme devrait être plus intense au centre de la galaxie. C'est ce qu'observent Rosdahl and Blaizot (2012) pour leur halo simulé $\text{H}2$ dont la carte d'émissivité $\text{Ly}\alpha$ est montrée sur la figure 6.6 (à gauche). L'image simulée de son observation avec un instrument comme MUSE est montrée dans le panneau de droite. Le flux de l'émission apparaît en effet bien plus intense au centre du halo de matière noire et diminue rapidement avec le rayon,

tout comme dans le scénario précédent. La différenciation entre ce scénario de production externe par accrétion et celui de production interne dans les régions HII (section 6.2.1) apparaît ainsi assez délicate.

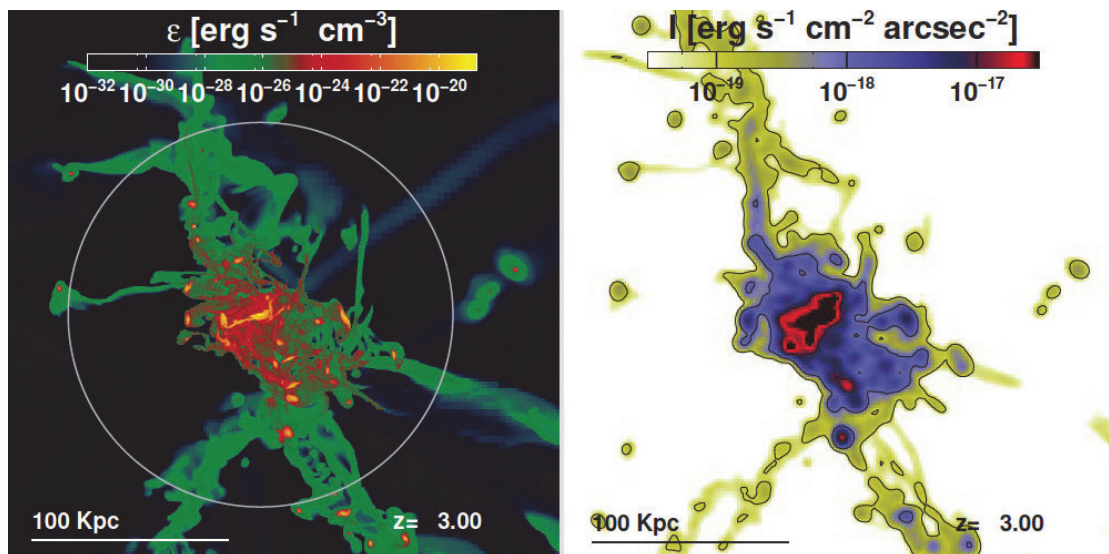


FIGURE 6.6 – Carte d'émissivité $\text{Ly}\alpha$ (à gauche) et de brillance de surface (à droite) du blob simulé H2 de Rosdahl and Blaizot (2012).

De nombreuses autres expériences de simulations numériques ont ainsi été menées afin d'étudier ce processus de refroidissement radiatif (e.g. Furlanetto et al. 2005; Dijkstra and Loeb 2009; Faucher-Giguère et al. 2010). Ces expériences sont toutefois assez difficile à réaliser car elles nécessitent une résolution fine et un traitement de transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ assez lourd. Lake et al. (2015) ont récemment observé, dans leur simulations hydrodynamiques "post-processées", que les halos $\text{Ly}\alpha$ sont en grande partie alimentés par la formation stellaire mais que la contribution du refroidissement radiatif est tout aussi importante (40 à 55% de la luminosité $\text{Ly}\alpha$ totale). Dijkstra and Loeb (2009) et Rosdahl and Blaizot (2012) s'accordent à dire que la luminosité $\text{Ly}\alpha$ totale produite uniquement par refroidissement radiatif dans un halo de matière noire de masse $10^{11} M_{\odot}$ est de l'ordre de $5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. Le fait que les luminosités $\text{Ly}\alpha$ de nos LAEs soient toutes supérieures à cette valeur suggèrent que le mécanisme de refroidissement radiatif ne peut pas assurer à lui seul la production des halos $\text{Ly}\alpha$ (ou que les halos de DM dans lesquels résident nos LAEs sont bien plus massifs). Notons aussi que les simulations de Rosdahl and Blaizot (2012) n'incluent pas les déplacements de matière (i.e. *feedbacks*, principalement dus aux supernovae).

La figure 6.7 montre le rapport des luminosités $\text{Ly}\alpha$ de la composante halo $L_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}}$ et UV de la galaxie hôte L_{UV} ⁴. L'anti-corrélation observée indique que les galaxies peu brillantes en UV ont un halo $\text{Ly}\alpha$ beaucoup plus lumineux (jusqu'à un facteur 3) alors que les galaxies brillantes en UV ($\log(L_{\text{UV}}/\text{erg s}^{-1}) > 41$) ont un halo de luminosité à peu près équivalente à leur luminosité UV. Ce résultat reflète "l'effet Ando" (Ando et al. 2006) selon lequel les objets peu lumineux en UV ont de grandes largeurs équivalentes et qui est souvent observé à grand redshift (Hashimoto et al. 2017). Cette observation est principalement due au fait qu'une grande partie du flux $\text{Ly}\alpha$ provient du halo ($\approx 70\%$ – cf. section 5.3.2). Un ajustement linéaire "robuste" a ensuite permis de mesurer une pente

4. Le rapport des luminosités est tracé sur l'axe des ordonnées de manière à ne pas faire intervenir le terme de distance de luminosité d_L (cf. equation 3.1) sur les deux axes et ainsi éviter la création artificielle d'une corrélation.

de -0.52 ± 0.05 pour la relation $L_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}}/L_{\text{UV}} - L_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}}$, ce qui correspond à la relation $L_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} \propto L_{\text{UV}}^{0.48 \pm 0.05}$ montrant ainsi que les galaxies les plus lumineuses en continu UV ont aussi les halos les plus lumineux. Rosdahl and Blaizot (2012), en considérant que les photons Ly α sont uniquement créés par refroidissement radiatif, prédisent une pente de 0.625 (dans l'hypothèse communément admise où la magnitude UV est proportionnelle au carré de la masse du halo de DM). Cette valeur n'étant pas fondamentalement différente de celle de nos données, nous ne sommes pas en mesure d'exclure totalement ce scénario. Dans le cas où tous les photons Ly α seraient produits par l'activité stellaire, le flux Ly α du halo devrait être proportionnel au nombre de photons qui ont réussi à s'échapper de la galaxie, soit la fraction d'échappement Ly α fois la magnitude UV ($F_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} \propto f_{\text{esc, Ly}\alpha} \times L_{\text{UV}}$) d'où $F_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} \propto L_{\text{UV}}$. Cette relation n'est pas observée. Notons tout de même qu'elle suppose que toutes les galaxies aient la même fraction d'échappement Ly α et néglige l'influence de la poussière.

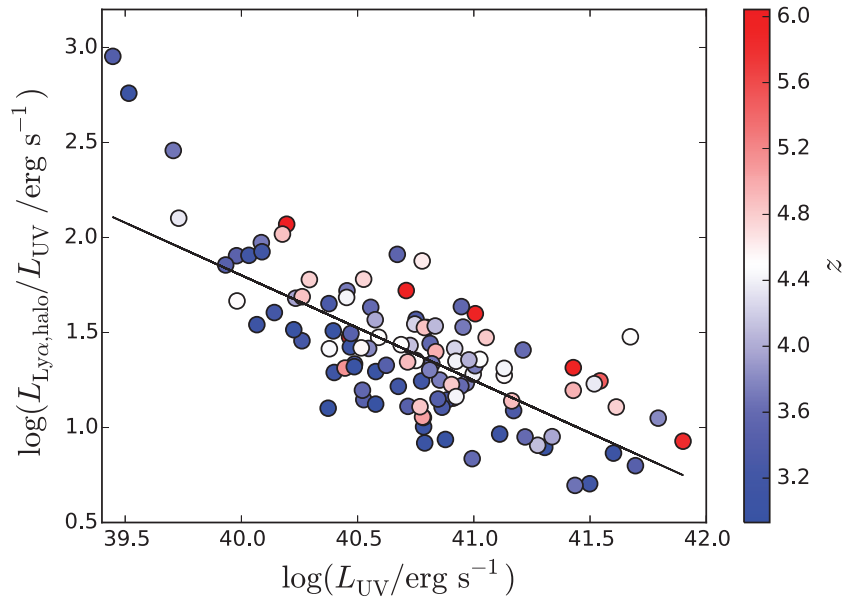


FIGURE 6.7 – Relation entre le rapport des luminosités du halo Ly α et du continu UV en fonction de la luminosité UV. Les points sont coloriés en fonction du redshift. La droite correspond au meilleur ajustement linéaire (robuste) dont la pente vaut -0.52 ± 0.05 ce qui correspond à la relation $L_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} \propto L_{\text{UV}}^{0.48 \pm 0.05}$.

D'après les prédictions théoriques (Dijkstra et al. 2006a) et les simulations numériques (Trebitsch et al. 2016) de transfert radiatif Ly α , la raie résultante d'un milieu en effondrement sur la galaxie devrait apparaître décalée et élargie vers les courtes longueurs d'onde (contrairement aux raies engendrées par milieu en expansion : décalées et élargies vers les grandes longueurs d'onde – Verhamme et al. 2006). Étant donné que nous ne connaissons pas le redshift systémique de la plupart de nos galaxies⁵, nous ne pouvons pas déterminer ce décalage en longueur d'onde. L'analyse des profils des raies de nos LAEs révèle quant à elle qu'un élargissement de la raie vers les petites longueurs d'onde n'est

5. Dans la grande majorité des cas, seule la raie Ly α est détectée. Celle-ci ayant la propriété d'être raisonnable et fortement altérable (cf. section 1.4.3), son "pic" ne correspond pas au redshift systémique de la galaxie. Une méthode a cependant été développée très récemment par Verhamme et al. (prep) pour déterminer le redshift systémique à partir de la largeur de la raie ou de la distance des pics en cas de profil double.

pas, ou très peu observé⁶. De plus, dans les modèles (Dijkstra et al. 2006a) et dans le cas d'une raie double, le pic "bleu" apparaît plus prononcé que le "rouge", ce qui n'est pas non plus observé pour nos objets à raie double. Il est tout de même utile de rappeler ici que le côté bleu de la raie $Ly\alpha$ est très impacté par l'absorption de l'IGM (Laursen et al. 2011), ce qui peut expliquer la faible proportion de raies doubles observées (<10%). Dijkstra et al. (2006a) mentionnent d'ailleurs que les proto-galaxies dont le gaz est entrain de s'effondrer et dont la raie est, en théorie, décalée vers le "bleu" seront très difficiles à détecter à cause de l'absorption de l'IGM. Notons aussi, que certaines analyses théoriques sont réalisées sur des raies intégrées dans toutes les directions, ce qui n'est évidemment pas le cas des raies observées. De plus, il a été montré théoriquement que le spectre observé peut dépendre de l'angle sous lequel est observée la galaxie (Verhamme et al. 2012; Gronke and Dijkstra 2014). En somme, les résultats théoriques et les observations des profils de raie $Ly\alpha$ doivent être comparés avec précaution.

Finalement, si nos résultats ne permettent pas d'exclure ce scénario de production des halos $Ly\alpha$ par refroidissement radiatif dans les filaments, il apparaît difficile de quantifier sa contribution à partir de nos données.

6.2.3 Fluorescence $Ly\alpha$

Un autre scénario pouvant expliquer la présence d'émission $Ly\alpha$ diffuse autour des galaxies est la recombinaison des atomes d'hydrogène du CGM photo-ionisés par des photons LyC émis par un quasar proche, des étoiles jeunes ou encore par l'UVB (Furlanetto et al. 2005; Cantalupo et al. 2005; Kollmeier et al. 2010). Ce scénario est principalement invoqué pour expliquer les grands blobs $Ly\alpha$ au sein desquels se trouvent généralement un quasar (Cantalupo et al. 2014; Borisova et al. 2016; Cantalupo 2017) ou encore l'existence des "galaxies sombres" dont le continu UV est extrêmement faible, voire non-détecté, et dont le gaz est ionisé par une source ionisante extérieure (Cantalupo et al. 2012; Fumagalli et al. 2016; Marino et al. prep). Il est cependant assez rarement considéré dans le cas de galaxie de faible masse comme les nôtres.

L'UDF ne contient pas de quasar connu⁷ et la présence d'AGN est assez faible à ces redshifts (d'après Hashimoto et al. 2017 seul un AGN est présent dans l'UDF⁸). De ce fait, les halos $Ly\alpha$ de l'UDF ne sont très probablement pas dus à la présence de ce type d'objet très ionisant. De plus, ces objets très ionisants étant rares, il est peu probable que ceux-ci contribuent à produire des halos $Ly\alpha$ pour une si grande fraction de LAEs (80%).

D'après les prédictions de Haardt and Madau (1996) et Cantalupo et al. (2005), le fond diffus UV ne serait à l'origine que d'une très faible proportion de photons $Ly\alpha$, la brillance de surface résultante étant de l'ordre de 10^{-20} erg s⁻¹ cm⁻² arcsec⁻² à $z \approx 3$ (ce qui apparaît bien inférieur aux brillance de surface que nous détectons : $> 5 \times 10^{-19}$ erg s⁻¹ cm⁻² arcsec⁻²). Il apparaît alors impossible d'expliquer l'existence des halos $Ly\alpha$ observés dans l'UDF avec l'UVB.

Enfin, la dernière source ionisante considérée sont les étoiles jeunes et très ionisantes des galaxies hôtes. D'après les calculs de Gallego et al. (2017) (qui utilisent aussi les données MUSE de l'UDF), la fraction d'échappement de flux LyC ionisant nécessaire à expliquer la présence de l'émission diffuse $Ly\alpha$ détectée (à une grande distance de 30kpc)

6. Certains profils de raies semblent montrer une faible asymétrie vers le bleu (e.g. #1343, figure 3.6) mais jamais de manière aussi évidente que dans le cas d'une asymétrie vers le rouge (e.g. #53).

7. Il est bien sûr possible qu'un quasar ait brillé puis se soit éteint depuis assez peu longtemps pour que les halos $Ly\alpha$ brillent encore sous son influence. Ce scénario est cependant assez improbable car plus de blobs $Ly\alpha$ très étendus auraient été détectés.

8. Ici encore il n'est pas exclu que certains AGNs soient "cachés" par la présence de poussière par exemple...

sur leur image Ly α combinée de paires de LAEs ($SB \sim 3 \times 10^{-20}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$) est très faible, $f_{\text{esc,LyC}} \approx 0.02$. Ce résultat suggère ainsi qu'il est possible d'avoir de grande quantité de gaz ionisé dans le CGM émettant ainsi des photons Ly α .

Cette analyse ne permet donc pas d'exclure la possibilité que assez de flux ionisant s'échappe de la galaxie hôte et ionise le gaz *in situ* dans le CGM contribuant ainsi à la production des halos Ly α observés.

6.2.4 Galaxies satellites

Un autre scénario, inspiré notamment des résultats de simulations numériques, est celui des galaxies satellites. Dans ce scénario, la galaxie hôte est entourée de galaxies naines émettant aussi en Ly α et qui seraient à l'origine de la composante diffuse observée autour de la galaxie centrale. Une illustration est donnée sur la figure 6.5(c).

D'après les simulations de Lake et al. (2015), les satellites jouent en effet un rôle mais à grande distance (>30 kpc) de la galaxie centrale. Récemment, Mas-Ribas et al. (2017) ont testé la possibilité de ce scénario en considérant plusieurs configurations de galaxies satellites. Leurs résultats montrent aussi que ces galaxies avoisinantes jouent un rôle à grande distance de la galaxie hôte ($20 < r[\text{kpc}] < 40$). D'après ces auteurs, ces satellites seraient très faibles en UV ($M_{\text{UV}} > -17$) et donc quasiment indétectables.

Considérons que les LAEs de notre échantillon soient effectivement entourés de galaxies non-détectées en UV mais émettant de l'émission Ly α . Il est alors logique de s'attendre à ce que les halos observés apparaissent très asymétriques et inhomogènes (dépendant de la distribution spatiale des satellites). Les halos observés ne montrent pas ces caractéristiques. Il faut tout de même noter que la PSF de MUSE a pour effet de "lisser" les données et donc de potentiellement rendre ces variations spatiales indiscernables. Cependant, si les satellites sont à l'origine des halos Ly α observés, alors le halo global devrait aussi apparaître décentré par rapport à la galaxie hôte, or d'après notre analyse (cf. section 3.5.3) la plupart des distributions spatiales Ly α de nos galaxies n'est pas décentrée de celle du continu UV. Enfin, à $r > 20$ kpc (distance à laquelle la contribution des satellites est importante d'après les simulations numériques), le signal sur bruit de l'émission Ly α est déjà très dégradé pour la grande majorité de nos objets ; preuve que la production des halos observés dans notre échantillon a lieu à de plus petites distances que celles prédites par les simulations numériques.

Finalement, ce scénario ne semble pas être en accord avec les observations des halos Ly α de notre échantillon. Cependant, la PSF de MUSE rend les interprétations morphologiques assez délicates et nous ne pouvons pas exclure la possibilité que des satellites proches de la galaxie hôte et dont le continu UV n'est pas détecté (i.e. invisible sur les images HST) contribuent à la création des halos Ly α observés.

6.2.5 Vers un scénario mixte ? – Études à venir

Cette investigation de l'origine de l'émission étendue Ly α observée, menée en comparant nos résultats à ceux des modèles théoriques et des simulations numériques, n'a donc pas vraiment convergé vers un scénario unique mais a plutôt permis de déterminer leur faisabilité. Alors que concrètement aucun scénario ne peut être complètement écarté, le scénario de l'origine stellaire suivi de la diffusion des photons dans le gaz neutre du CGM est tout de même privilégié. La contribution de l'émission produite par refroidissement radiatif du gaz suite à l'accrétion de matériel inter-galactique froid est aussi envisagé mais difficilement quantifiable. Enfin, alors que le scénario le plus incertain est sans doute celui des galaxies satellites, le scénario selon lequel le gaz du CGM serait directement ionisé

par les étoiles jeunes de la galaxie hôte apparait difficilement concevable (de part la faible fraction d'échappement des photons ionisants) mais ne peut être exclu.

Finalement, tous ces processus opèrent certainement parallèlement et doivent donc être étudiés comme tel afin de déterminer leur impact respectif. En effet, l'origine des photons Ly α n'est certainement pas totalement interne (ISM) ou totalement externe (CGM). Une façon d'avancer sur la question est de s'intéresser à une raie non résonante telle que la raie H α . Les observations du télescope "James Web Space" (JWST) devraient en théorie permettre de détecter cette raie et donc d'en savoir plus sur l'origine des photons Ly α . Si de l'émission diffuse H α est détectée, cela signifie que le CGM est ionisé est donc que les photons Ly α peuvent être créés *in situ* dans le CGM par fluorescence puis diffusés pour créer les halos observés. Dans le cas contraire, si l'émission H α est aussi compacte que le continu UV alors le scénario de la fluorescence pourra être écarté. De plus, MUSE sera prochainement équipé d'un système d'optique adaptative⁹ permettant d'améliorer grandement la PSF et donc la résolution des halos observés. Ainsi, la morphologie et donc l'aspect asymétrique et "grumelé" des halos Ly α prédit par le scénario des galaxies satellites pourra être vérifié. Enfin, les analyses théoriques, les simulations et les observations devront être réalisées conjointement pour comprendre et caractériser les différents mécanismes physiques mis en jeu dans la production des halos Ly α .

6.3 Résumé de ce chapitre

Dans ce chapitre nous avons interprété les résultats de notre analyse des halos Ly α exposés dans le chapitre 5 dans le cadre de l'étude du milieu circum-galactique des LAEs à grand redshift. Nos résultats peuvent être résumés comme suit :

- Avec plus de 80% de détection, les halos Ly α apparaissent comme omniprésents autour des LAEs à $z > 3$. Ce résultat indique que le CGM est riche en gaz d'hydrogène neutre
- et ce, sur de grandes distances. L'émission Ly α détectée dans nos données trace en effet le gaz neutre du CGM jusqu'à un rayon supérieur à la moitié du rayon du viriel. Ce résultat montre que l'émission Ly α est un traceur particulièrement puissant et adapté à l'étude du CGM.
- Les caractéristiques des halos Ly α ne semblent pas être totalement indépendantes de celles de leurs galaxies hôtes. Ce résultat est notamment observé pour les galaxies étendues spatialement et brillantes en UV et dont le taux de formation stellaire est élevé. Ces galaxies massives et brillantes présentent toutes de grands halos Ly α ($r_{s_{\text{halo}}} > 3-5$ kpc) témoignant de la quantité importante de gaz d'hydrogène froid au sein de leur CGM. Cette corrélation est beaucoup moins évidente pour les galaxies moins lumineuses.
- L'observation récurrente du profil de raie Ly α simple et asymétrique vers les grandes longueurs d'onde indique, d'après les modèles que le gaz d'hydrogène présent dans le CGM des galaxies étudiées est le plus souvent en expansion, ce qui pourrait témoigner de la présence d'éjection de matière.
- L'existence de la plupart des halos Ly α peut être entièrement expliquée, d'après les modèles de population stellaire, par la diffusion des photons Ly α produits dans les régions de formation stellaire dans un milieu en expansion. Cependant, d'autres mécanismes suggérant que la production des photons Ly α est réalisée *in situ* au sein du CGM sont aussi envisageables. Nos résultats ne permettent pas d'exclure la possibilité que des photons Ly α soient générés par refroidissement radiatif. Si

9. GALACSI, le module d'optique adaptative, est actuellement en phase de test et les observations avec AO devraient commencer début 2018

ce mécanisme a effectivement un rôle à jouer alors les halos Ly α seraient la preuve observationnelle que du gaz neutre est bien entrain de s'effondrer sur les galaxies. Enfin, il est peu probable que les mécanismes de production par fluorescence Ly α et par des galaxies naines environnantes aient une contribution significative à la production des halos Ly α .

7

Conclusion et Perspectives

7.1	Conclusions de la thèse	133
7.2	Perspectives	134
7.2.1	Étude morphologique	135
7.2.2	Comparaison avec les simulations	137

7.1 Conclusions de la thèse

L'instrument MUSE ouvre une nouvelle fenêtre sur l'Univers à grand redshift en nous offrant une vue 3D du milieu circum-galactique des galaxies entre $z \sim 3$ et $z \sim 6$, autrement dit à l'époque où l'Univers était en pleine construction. Alors inobservable ou de manière très parcellaire, le CGM des galaxies peu lumineuses, compactes et distantes est maintenant accessible en seulement 10 heures de pose avec MUSE. À de tels redshifts, son observation est réalisée par l'intermédiaire de la raie d'émission Ly α . Longtemps utilisée pour son pouvoir de détection des galaxies lointaines, l'émission Ly α peut maintenant être utilisée comme traceur du gaz d'hydrogène neutre. La détection d'émission Ly α diffuse autour de galaxies individuelles permet, pour la première fois, de relier les propriétés de la galaxie et de son CGM et ainsi de mieux comprendre leurs interactions et l'impact sur la formation et l'évolution des galaxies.

Durant ces trois années de thèse, j'ai ainsi réalisé l'analyse de plus de 600 LAEs détectés au sein des données MUSE du champ ultra profond de Hubble. Avant de pouvoir étudier les LAEs vus par MUSE, il a fallu caractériser et répertorier les nombreux objets détectés. J'ai ainsi participé à l'effort collectif de construction des catalogues des champs profonds MUSE. En parallèle et en préparation, j'ai développé les outils informatiques nécessaires à l'analyse des halos Ly α dans les données MUSE.

L'analyse porte ainsi sur un échantillon statistique exceptionnel de ~ 250 LAEs individuels de faibles masses et peu brillants par rapport aux études précédentes. L'exploration des données peut être décomposée en trois parties. Dans un premier temps, les caractéristiques des LAEs détectés dans l'UDF de MUSE ont été présentées et la présence d'émission Ly α étendue au sein de l'échantillon mise en évidence visuellement. La diversité des halos Ly α a été particulièrement soulignée. Dans un deuxième temps et dans le but d'effectuer des mesures (taille, flux) sur les distributions Ly α observées, je les ai modélisées par une distribution à deux composantes tenant compte de la PSF de l'instrument. Après avoir caractérisé et minutieusement déterminé les limites de cette méthode d'ajustement, les halos ainsi paramétrés ont finalement été étudiés, d'abord séparément,

puis leurs propriétés ont été comparées avec celles de leurs galaxies hôtes. L'évolution des halos Ly α en fonction du redshift ainsi que les corrélations entre leurs propriétés spatiales et spectrales ont aussi été étudiées.

L'analyse des LAEs et de leurs halos Ly α a été prolongée par une tentative d'interprétation des résultats obtenus dans le contexte de l'étude du CGM. Les halos Ly α sont en effet porteurs d'informations importantes sur le gaz environnant la galaxie. Si le rayon limite du CGM est défini par le rayon du viriel, le rayonnement Ly α permet en effet de sonder le CGM sur de grandes distances. La détection quasi-systématique d'émission étendue Ly α autour des nombreux LAEs de notre échantillon, indique que le CGM des galaxies peu massives est particulièrement riche en gaz d'hydrogène neutre. La taille des halos Ly α n'apparaît pas corrélée de manière évidente aux propriétés UV des galaxies hôtes, à l'exception des galaxies les plus lumineuses de notre échantillon qui sont généralement entourées de grands halos Ly α . La taille moyenne des halos Ly α observés ne montre pas d'évolution statistiquement significative entre $z \sim 3$ et $z \sim 6$. Cependant de tels halos ne sont pas observés autour des galaxies locales. Ce résultat témoigne d'une évolution de la composition du CGM ou des mécanismes de production des halos Ly α . L'analyse des déplacements de gaz dans le CGM de nos LAEs est, quant à elle, assez délicate. La construction de cartes de vitesse des halos est audacieuse mais les incertitudes sont très grandes et le redshift systémique est dans la plupart du temps inconnu. De plus, en raison de la nature résonnante des photons Ly α , l'interprétation des observations doit faire appel à des modèles de transfert radiatif Ly α . Le profil spectral Ly α le plus fréquemment observé dans notre échantillon est celui d'une raie simple et asymétrique vers les grandes longueurs d'onde. Ce profil est interprété, d'après les modèles, comme le signe d'une diffusion Ly α à partir d'une source centrale (assimilable aux régions HII des galaxies) dans un milieu en expansion. Ce résultat pourrait ainsi être le signe de la présence de fortes éjections de gaz dans l'ISM et/ou le CGM des galaxies. La présence de gaz primordial en accréation sur les galaxies est, quand à elle et d'après les modèles, très peu contrainte avec nos données.

Ainsi, ces nouvelles observations du CGM, rendues possible grâce au spectrographe 3D MUSE, promettent des progrès conséquents pour notre compréhension de la formation, de l'évolution et du fonctionnement des galaxies. Elles soulèvent aussi de nouvelles interrogations telles que : comment expliquer l'absence de corrélation significative entre la galaxie et le halo Ly α observé ; les halos Ly α sont-ils seulement produits par les photons générés dans le milieu interstellaire ? ; si oui, comment font-ils pour s'échapper de la galaxie ? ; si ce n'est pas le seul mécanisme, quelle est sa contribution par rapport aux autres mécanismes ? et quels sont ces autres mécanismes ? Enfin, comment interpréter ces observations pour nous aider à améliorer notre compréhension des mécanismes qui régissent la formation et l'évolution des galaxies ?

7.2 Perspectives

Bien que les travaux présentés dans cette thèse apportent des informations nouvelles et inédites sur le milieu circum-galactique des galaxies distantes, il reste encore de nombreuses questions en suspens pour parvenir à une compréhension totale de la formation et de l'évolution des galaxies.

En effet, malgré la profondeur de nos données et l'incomparable résolution spatiale et spectrale de MUSE, il est encore difficile d'explorer en détails le CGM des galaxies lointaines. Dans un futur proche, l'acquisition de nouvelles données MUSE couplé à un système d'optique adaptative va permettre d'augmenter considérablement la précision des détections et donc la caractérisation des halos Ly α . L'étude morphologique du CGM

pourra alors être réalisée de manière particulièrement précise. De plus, la mise en service du télescope spatiale JWST permettra de sonder l'Univers encore plus lointain et rendra notamment possible la détection de l'émission $H\alpha$ à grand redshift. Cette émission non résonnante pourra par exemple nous aider à répondre à la question de l'origine des halos $Ly\alpha$. De nombreux projets sont en cours pour tenter de caractériser les populations de galaxies à grand redshift tels que HETDEX (Hill et al. 2008) ou encore Subaru/HSC (Ouchi et al. 2017). Ces projets sont moins profonds mais couvrent de très grandes surfaces du ciel dans le but de détecter de grands nombres de galaxies et ainsi mener des études statistiques sur les propriétés des LAEs. L'analyse réalisée durant ma thèse couvre une région du ciel assez réduite ($< 10' \times 10'$). L'étude d'une région plus étendue est souhaitable car elle permettrait en plus d'étudier l'influence de l'environnement (e.g. densité, "clustering") sur les propriétés du CGM. En parallèle, le développement des simulations numériques et des modèles théoriques promettent d'améliorer significativement notre compréhension des mécanismes régulant la formation et l'évolution des galaxies.

Nous présentons ici deux axes de recherche prometteurs : l'étude morphologique des halos $Ly\alpha$ et leur comparaison avec des halos $Ly\alpha$ simulés.

7.2.1 Étude morphologique

L'étude morphologique des halos $Ly\alpha$ autour de galaxies peu massives, représentatives de la grande majorité des galaxies de l'Univers, est maintenant et pour la première fois, possible grâce à la grande sensibilité de MUSE. L'analyse rapportée dans ce manuscrit est, dans la plupart du temps, réalisée sous l'hypothèse de symétrie circulaire des halos, cependant d'après les simulations (cf. figures 6.1), le gaz neutre est rarement distribué de manière homogène autour des galaxies. L'hypothèse de symétrie circulaire est néanmoins justifiée par le fait que la PSF de MUSE a pour effet de lisser la distribution spatiale de l'émission $Ly\alpha$.

Pendant ces trois années de recherche, j'ai fait partie de l'équipe *Musicos* composée d'ingénieurs, étudiants et chercheurs en traitement du signal qui a, entre autres, pour objectif de repousser les limites de détection du signal $Ly\alpha$ au sein des données MUSE. Différentes méthodes ont ainsi été développées pour détecter le CGM des LAEs des cubes profonds de MUSE :

- Détections par tests d'hypothèses permettant de déterminer explicitement les critères recherchés (emplacement et largeur de la raie $Ly\alpha$, critères de similarité, corrélation spatiale, etc) et de quantifier et maîtriser les erreurs de détection grâce au contrôle de la probabilité de fausse alarme notamment (Bacher et al. 2017; Courbot et al. 2016, 2017a).
- Détections utilisant les "champs de Markov" décrites dans Courbot et al. (2017b). Ces méthodes permettent de prendre en compte les potentielles orientations ou encore l'homogénéité spatiale du signal pour la détection.
- Détections via le code `NoiseChisel` (Akhlaghi and Ichikawa 2015) : une technique non-paramétrique basée sur l'étude du bruit. Ce code a récemment été adapté aux données 3D de MUSE et commence tout juste à fournir des premières détections très prometteuses.

La validation, la caractérisation et l'analyse des résultats obtenus par les différentes méthodes sont en cours de traitement.

Quelques résultats de détections obtenus sur les données MUSE via la méthode des champs de Markov (Courbot et al. 2017b) sont tout de même donnés sur la figure 7.1. La figure 7.2 montre la totalité des détections dans le champ de l'UDF de MUSE. Ces nombreuses détections illustrent ici encore la forte présence de gaz neutre dans le milieu interstellaire.

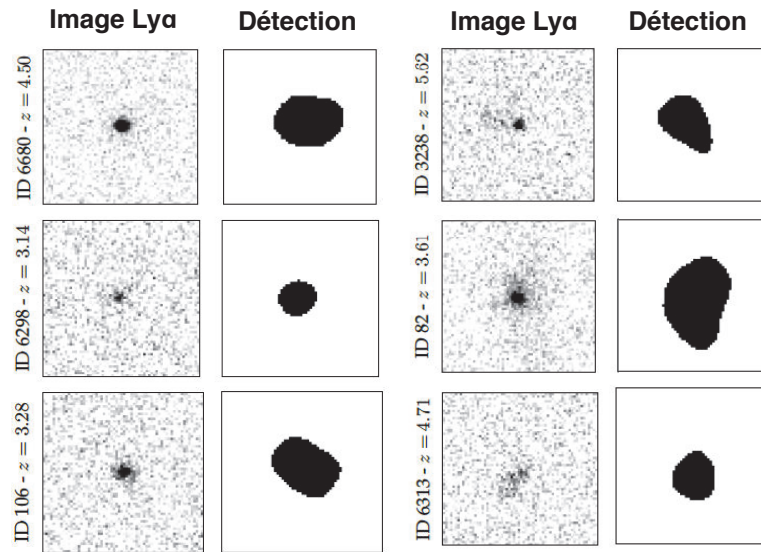


FIGURE 7.1 – Cartes de détection de l'émission Ly α par la méthode des champs de Markov (Courbot et al. 2017b). 6 objets sont montrés en exemple sur deux colonnes. L'image en bande étroite Ly α est montrée à gauche et la carte de détection correspondante à droite. Image adaptée des figures 10.6 et B du manuscrit de thèse de Jean-Baptiste Courbot.

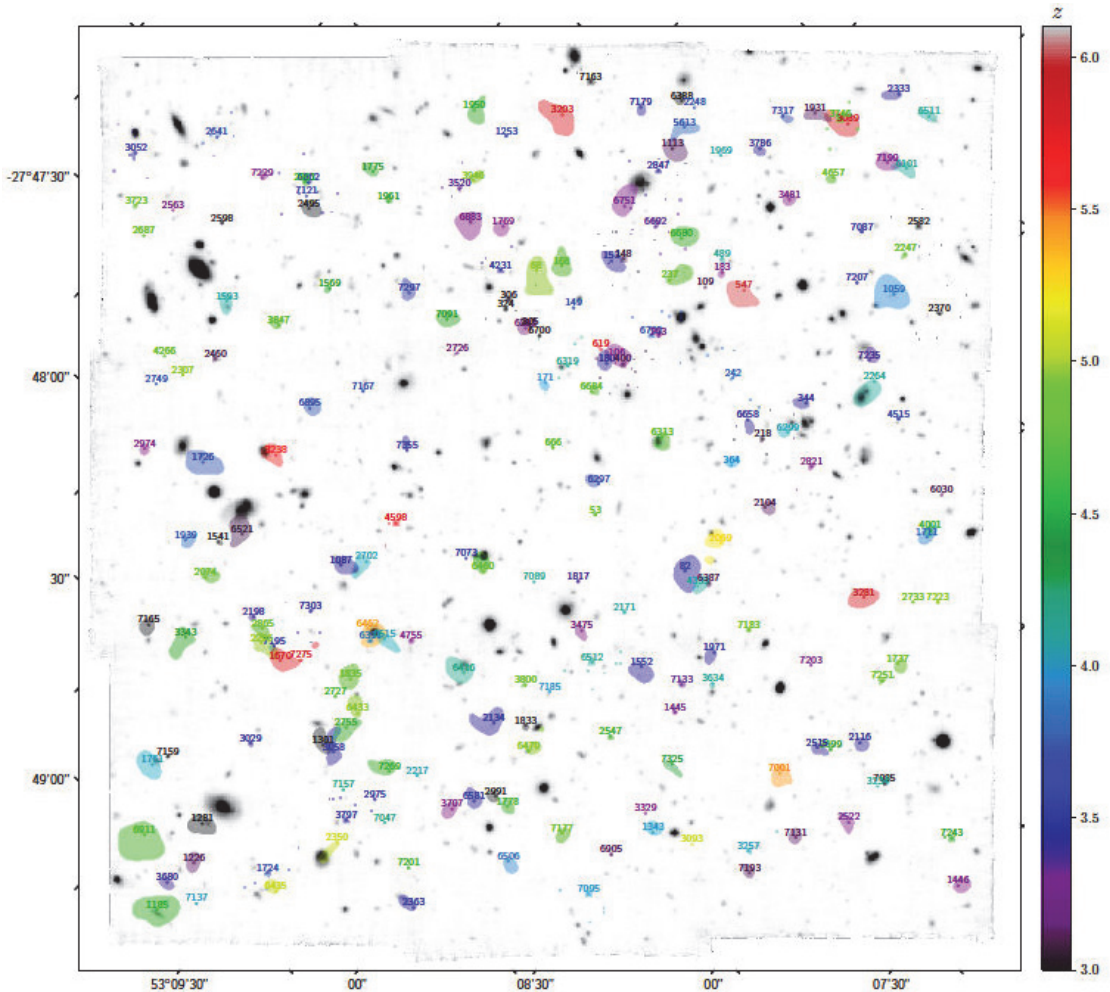


FIGURE 7.2 – Carte de la totalité des détections effectuées via la méthode des champs de Markov (Courbot et al. 2017b) dans l'UDF (image blanche). Les halos Ly α détectés sont colorés par leur redshift. Figure 10.7 du manuscrit de thèse de Jean-Baptiste Courbot.

L'analyse morphologique des halos Ly α est actuellement en cours et nous permettra de sortir de l'hypothèse forte de symétrie circulaire. De plus, la géométrie du CGM va maintenant pouvoir être caractérisée. Finalement, le développement et l'amélioration simultanés des techniques de détection, de la sensibilité des données et des nouveaux instruments est très prometteurs pour la détection des limites du CGM voir, à termes, de l'IGM.

7.2.2 Comparaison avec les simulations

Comme montré tout au long de ce manuscrit, l'interprétation de l'émission Ly α est délicate (principalement en raison de son caractère résonnant) et nécessite de faire appel à des modèles théoriques et à des simulations numériques. Afin de pouvoir être comparées avec nos galaxies compactes et peu brillantes mais aussi dans le but de comprendre la physique de l'émission Ly α à petite échelle (i.e. dans l'ISM), les simulations numériques doivent être capables de résoudre de très petites échelles (~ 10 pc), tout en décrivant des volumes relativement grands (quelques Mpc), et de prendre en compte le transfert radiatif Ly α . L'effort conséquent mis en œuvre pour développer de tels outils permet aujourd'hui une comparaison juste et cohérente des simulations et des observations des galaxies de faible masse.

De telles simulations sont réalisées à Lyon par Jérémy Blaizot, Léo Michel-Dansac, Thibault Garel et Anne Verhamme. Dans un premier temps, des simulations hydrodynamiques sont effectuées grâce au code **RAMSES** (Teyssier 2002) à une résolution de ~ 15 pc (dans l'ISM). Ces simulations sont capables de générer des galaxies à $z=3-6$, peu lumineuses et de faibles masses ($M_{\text{DM}} \sim 10^{10-11}M_{\odot}$, $M_{\text{UV}} \sim -18$ et $\log(L_{\text{Ly}\alpha}/\text{erg s}^{-1}) \sim 42$), similaires aux LAEs de notre échantillon. Ces galaxies simulées sont ensuite post-traitées par le code de transfert radiatif Ly α **RASCAS**¹ (Michel-Dansac et al. prep) pour calculer leurs propriétés apparentes UV et Ly α . Dans les résultats que je montre ci-après, les observations synthétiques ne prennent en compte que l'émission Ly α provenant des régions HII. Ces photons Ly α émis au cœur de l'ISM diffusent ensuite vers le CGM qu'ils illuminent.

La figure 7.3 montre un exemple de galaxie simulée dont l'image a été bruitée et mise à différentes résolutions : à haute résolution (type HARMONI/ELT – à gauche) et à la résolution de MUSE (à droite). Le profil radial de brillance de surface de cette distribution Ly α simulée est tracé à droite de la figure. La zone colorée en rouge correspond à la limite de détection moyenne des données MUSE de l'UDF. À l'instar de cet exemple, la plupart des galaxies simulées montrent effectivement une émission diffuse Ly α . Ce résultat confirme que des photons Ly α émis dans les régions HII sont en effet capables de sortir de la galaxie et de se diffuser dans le CGM. Les distributions Ly α simulées apparaissent néanmoins beaucoup moins étendues et moins brillantes que les halos Ly α observés. Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de cette différence. (i) Ce résultat peut indiquer que d'autres mécanismes (autre que la formation stellaire ; seul mécanisme envisagé dans ces simulations) contribuent au rayonnement des halos Ly α . (ii) Il se peut aussi que les simulations ne soient pas complètement représentatives de la réalité. Les phénomènes de *feedbacks* sont notamment assez mal connus et peu contraints observationnellement. Ils sont suspectés de faciliter l'échappement des photons Ly α des régions de formation stellaire et donc d'avoir un impact non négligeable sur la luminosité Ly α résultante. Un mauvais paramétrage du *feedback* dans les simulations pourrait ainsi être à l'origine de la différence observée. De plus, il est probable que la modélisation numérique du *feedback*

1. **RASCAS** est un code de transfert radiatif basé sur le code **MCLya** (Verhamme et al. 2006) développé par Léo Michel-Dansac, Jérémy Blaizot, Thibault Garel et Anne Verhamme.

ne produise pas de vents galactiques aussi froids et denses que ceux qui s'échappent des galaxies réelles. En effet, si la quantité de gaz froid (HI) dans le CGM est bien directement reliée à la luminosité Ly α des halos, alors le manque de luminosité Ly α étendue des simulations met peut-être en évidence la faiblesse des vents galactiques simulés. Cette comparaison ouvre ainsi une fenêtre nouvelle pour la compréhension de la formation des galaxies, en contraignant directement (via les observations) l'un des phénomènes les moins bien compris : le *feedback* des étoiles massives.

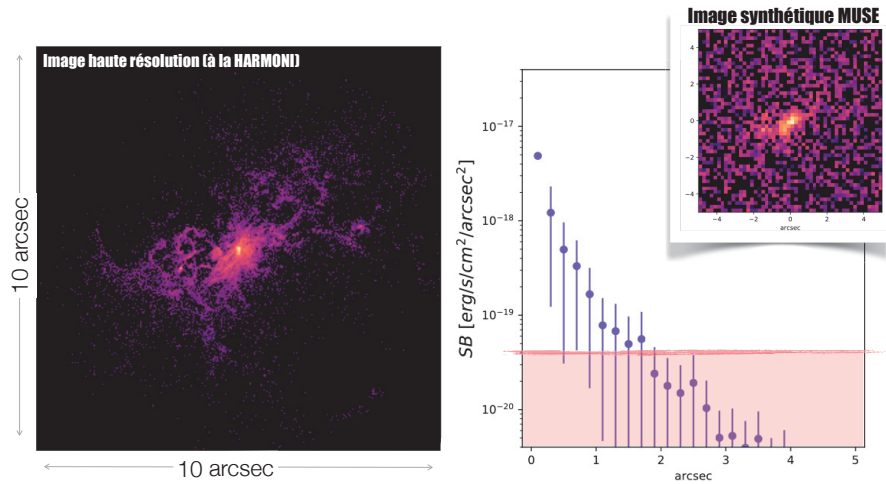


FIGURE 7.3 – Image Ly α synthétique d'une simulation avec une bonne résolution et, à droite, image de type MUSE et son profil radial de SB Ly α . La zone rouge représente la limite de détection dans les données MUSE de l'UDF. Crédit : Jérémy Blaizot.

La figure 7.4 montre, quant à elle, le rapport des fractions d'échappement (moyennées dans toutes les directions) des rayonnements Ly α et UV en fonction du temps pour une seule et même galaxie simulée. La variation rapide et importante de ce rapport, plus d'un ordre de grandeur en moins de 0.1 Gyr, pourrait notamment expliquer l'absence de corrélation évidente entre les propriétés des halos Ly α et celles de l'émission UV des galaxies hôtes.

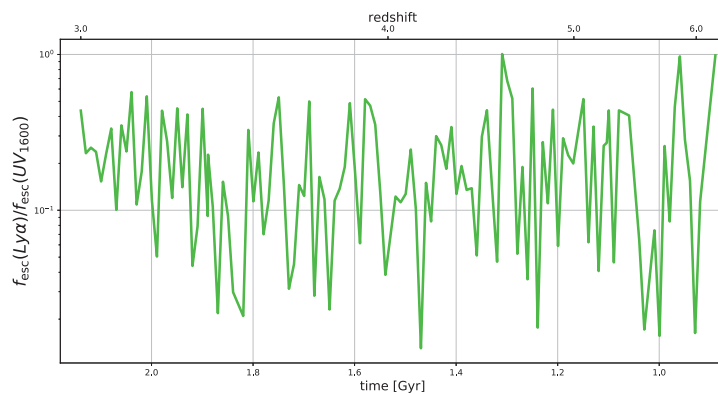


FIGURE 7.4 – Évolution du rapport des fractions d'échappement de l'émission UV et Ly α entre $z=3$ et $z=6$ d'une galaxie simulée. Crédit : Jérémy Blaizot

Ces travaux, bien que très préliminaires, montrent déjà le potentiel et la complémentarité des simulations et des observations pour comprendre la physique des halos Ly α . Il apparaît ainsi naturel qu'une des prochaines étapes de cette étude du CGM soit la comparaison de ces halos Ly α simulés avec les halos Ly α observés avec MUSE.

A

Types de LAEs dans l'UDF

A.1 Les systèmes multiples

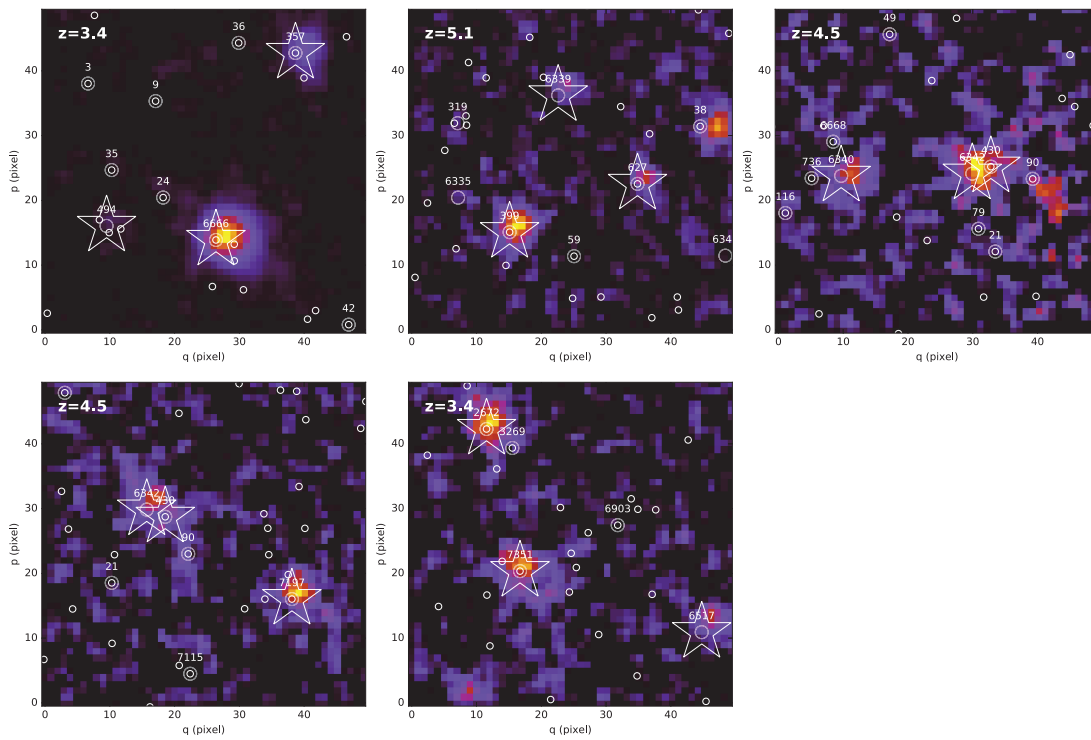
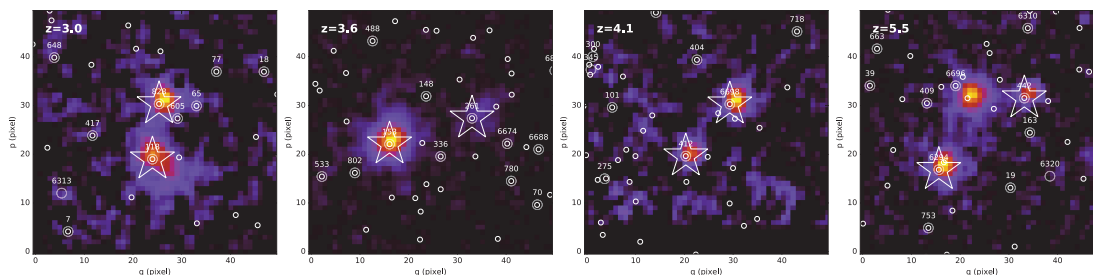


FIGURE A.1 – Systèmes triples de LAEs (cf. légende de la figure 3.9)



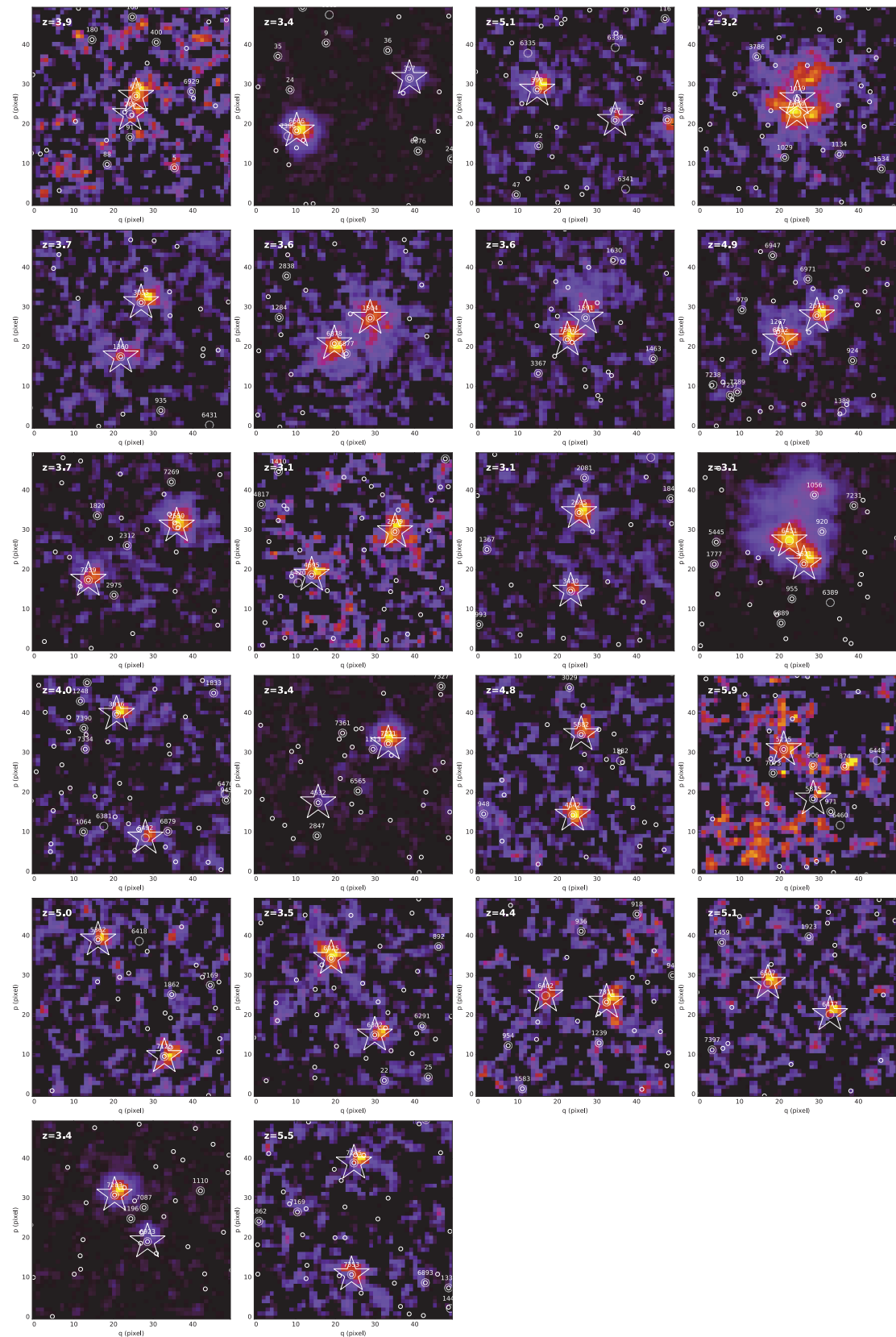
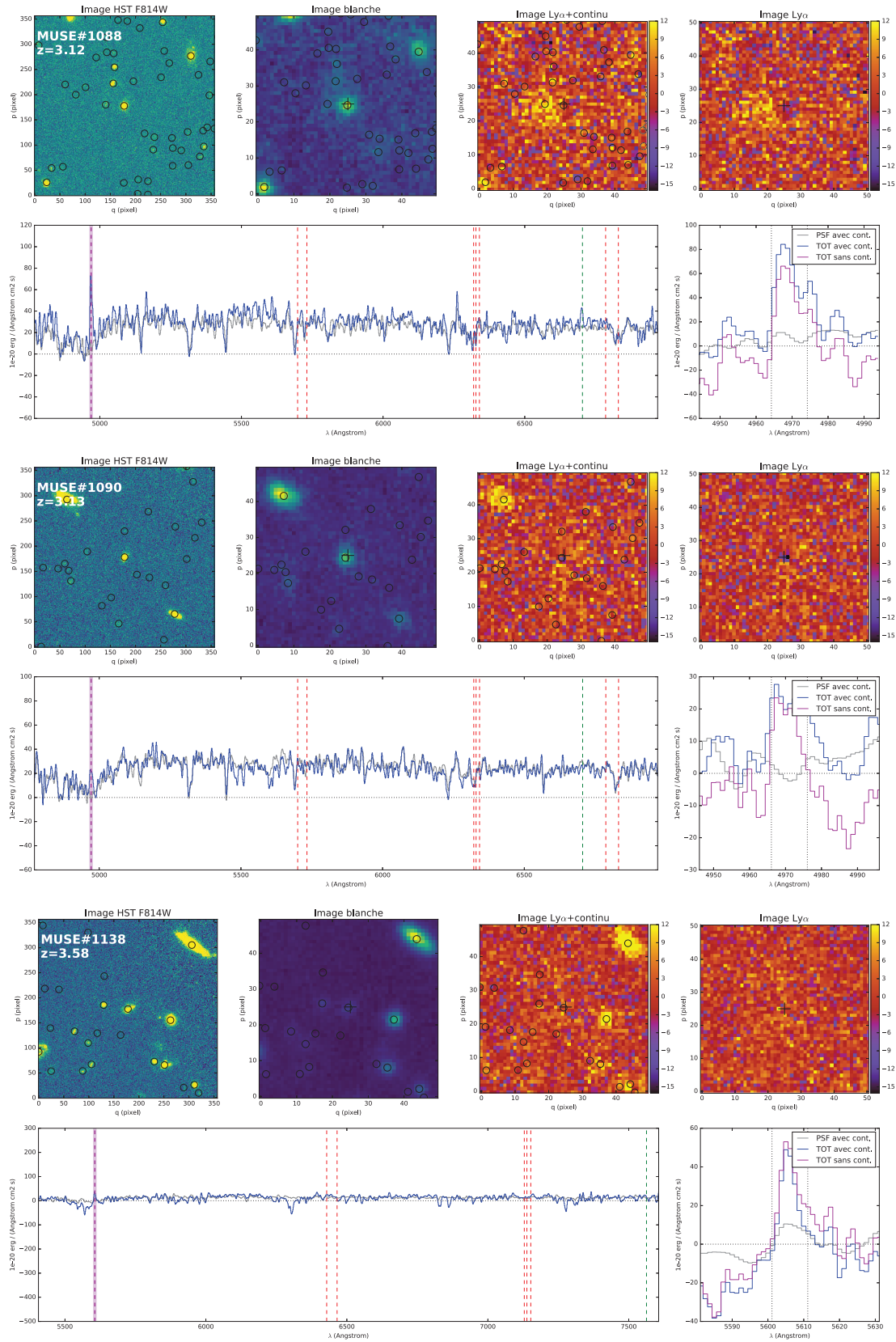
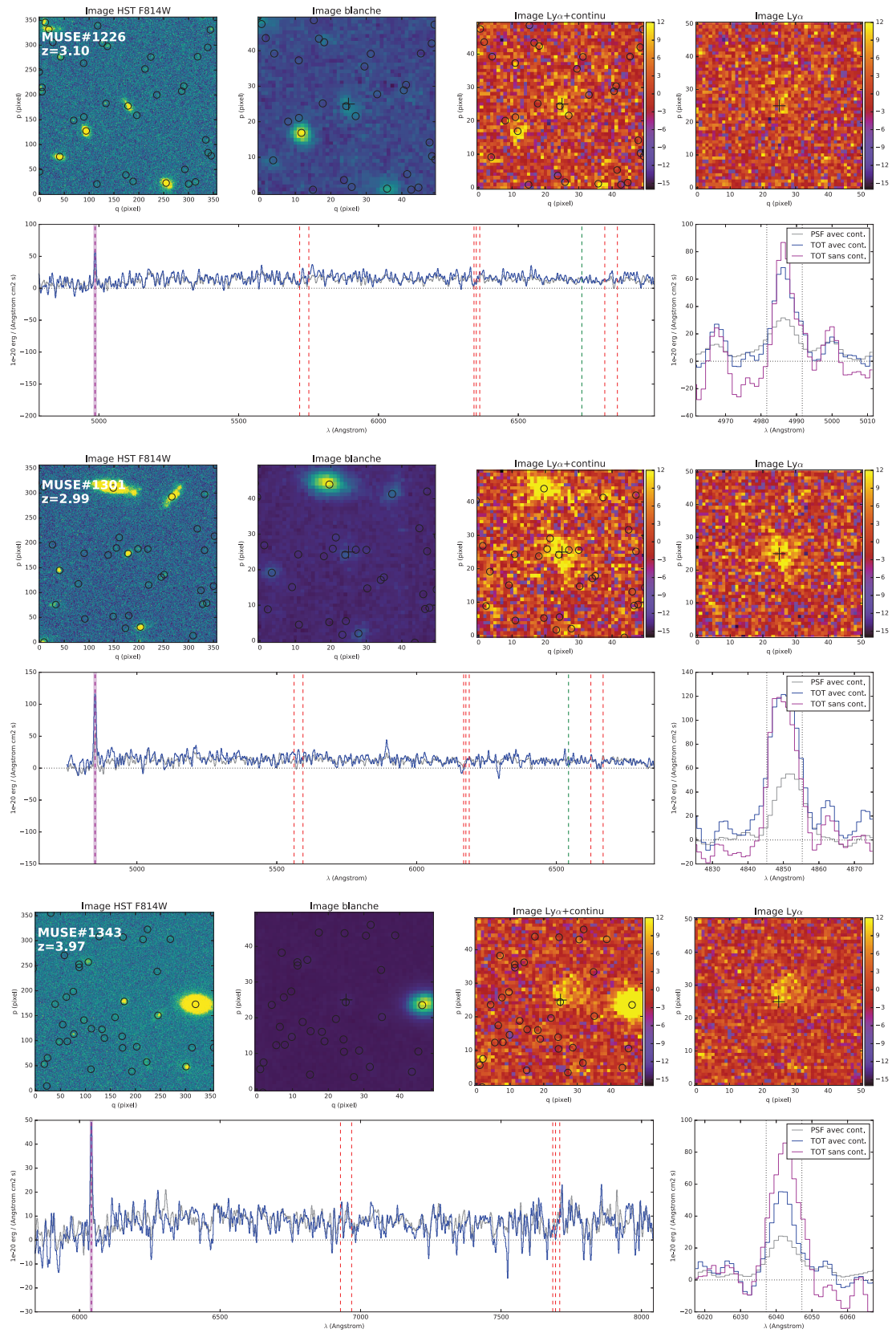


FIGURE A.2 – Paires de LAEs (cf. légende de la figure 3.9)

A.2 Absorbeurs/émetteurs $Ly\alpha$ dans l'UDF





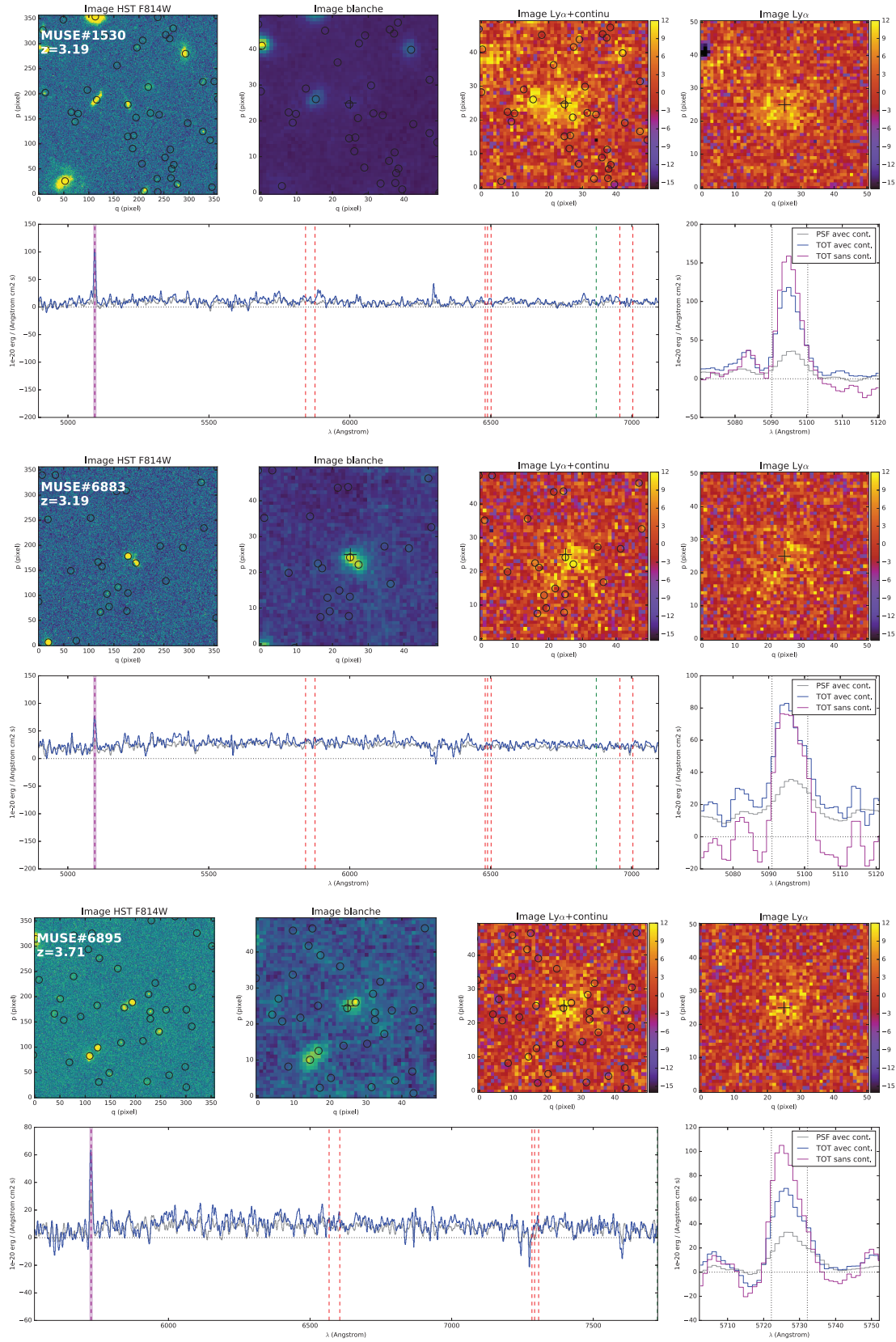


FIGURE A.3 – Exemples d'absorbeurs détectés par MUSE (cf. légende de la figure 3.10).

B

Effet du temps d'exposition sur la détection des halos Ly α

Notre échantillon de LAEs est construit à partir de deux cubes de données MUSE de profondeur différente (le cube de l'*udf-10* est en moyenne 3 fois plus profond que celui de la *mosaic*) qui se superposent. Nous avons alors la possibilité d'étudier l'effet de la profondeur des données sur nos mesures. Parmi les 26 objets détectés dans les deux jeux de données, seuls 15 ont été mesurés de manière fiable (cf. section 5.2) à la fois dans l'*udf-10* et dans la *mosaic*.

La figure B.1 montre la différence des rayons caractéristiques mesurés sur les distributions Ly α extraites du cube de l'*udf-10* et de la *mosaic* par rapport au signal sur bruit et au flux Ly α total pour ces 15 objets. La valeur médiane de la différence des mesures est inférieure à 0.1 kpc ce qui montre que l'effet du temps d'exposition des données est globalement très faible. Nous rappelons ici que les mesures de rayon caractéristique sont effectuées dans la région centrale de la distribution Ly α , autrement dit où le S/B est encore assez élevé (cf. section 4.1). Nous pouvons ainsi nous attendre à ce que notre méthode d'ajustement ne soit que faiblement influencé par la profondeur des données. De plus, les erreurs sur les mesures prennent bien en compte les différences observées.

Le S/B des images Ly α extraites des données profondes de l'*udf-10* est en moyenne deux fois plus grand que celui des images de la *mosaic*. Ce résultat est en accord avec l'étude du bruit des données MUSE menée dans Bacon et al. (2017). La figure B.2 montre la comparaison détaillée des données de trois objets. Le fait que le signal sur bruit des données de l'*udf-10* soit meilleur est particulièrement visible sur les contours de brillance de surface qui apparaissent plus nets que ceux des données de la *mosaic*. L'objet #180 (première ligne et point rouge sur la figure B.1) montre une différence de mesure de rayon assez importante (~ 2 kpc). Les profils radiaux semblent indiquer que l'émission diffuse est en effet perdue dans le bruit des données de la *mosaic*. Le fait que le S/B de cet objet (9.3) soit supérieur à notre critère de sélection (S/B>6) peut laisser à croire que notre S/B limite est trop petit. Cependant, le signal sur bruit de l'image Ly α de l'objet #168 (deuxième ligne, point orange) est, quant à lui, très proche (6.1) de notre limite en SNR et les mesures des rayons caractéristiques sont très proches. Ces deux exemples contradictoires montrent que le critère de S/B appliqué sur notre échantillon n'est pas absolu et qu'il peut dans certains cas être sous-estimé (notamment lorsque S/B<10). Ces incertitudes sur les mesures sont toutefois bien prise en compte par les barres d'erreur. Le dernier exemple montre la comparaison des détections d'un objet présentant un bon S/B (#149 dernière ligne, point vert) dans les deux cubes de données. Dans ce cas, les mesures effectuées dans les deux cubes de données sont similaires (malgré les grandes incertitudes sur les données de la *mosaic*).

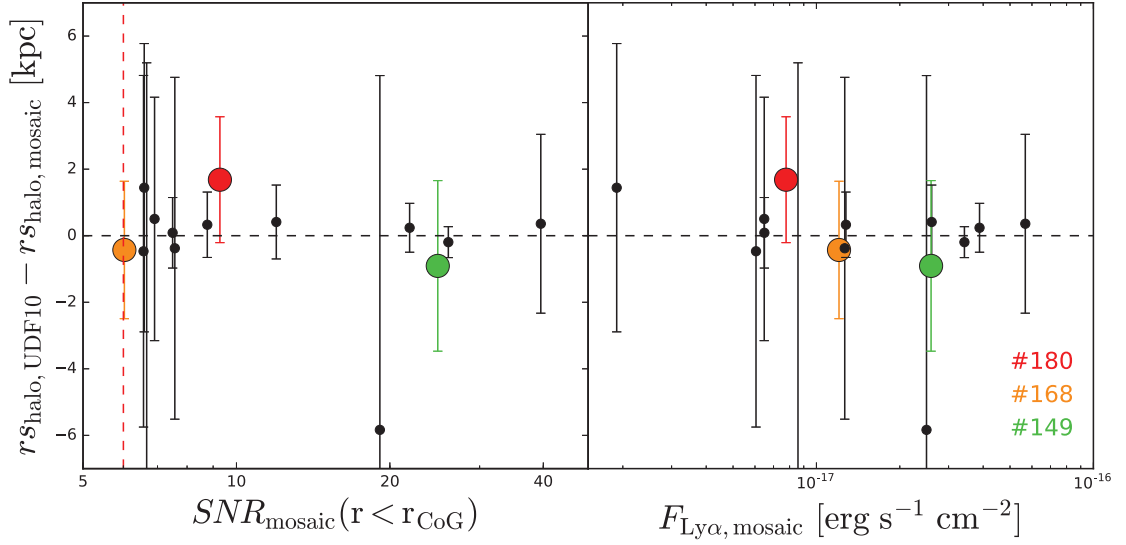


FIGURE B.1 – Comparaison des rayons caractéristiques des 15 halos $\text{Ly}\alpha$ mesurés dans le cube de données de l’*udf-10* et de la *mosaic*. La différence des rayons caractéristiques mesurés dans les deux cubes est tracée en fonction du signal sur bruit de l’image $\text{Ly}\alpha$ (à gauche) et du flux total $\text{Ly}\alpha$ (à droite) mesuré dans les données de la *mosaic*. Le S/B est mesuré dans une ouverture de rayon r_{CoG} (cf. section 3.3.2). La ligne verticale rouge tiretée correspond à la limite de S/B (6) imposée pour la sélection de notre échantillon d’étude (cf. section 4.3.2). La valeur médiane de la différence est inférieure à 0.1 kpc. Les points colorés correspondent aux objets figurant sur la figure B.2

Il est important de se rappeler que les images en bande étroite $\text{Ly}\alpha$ sont optimisées en S/B. De ce fait, les largeurs spectrales des images $\text{Ly}\alpha$ extraites dans l’*udf-10* et dans la *mosaic* ne sont pas forcément identiques pour un même objet. Ces différences expliquent le fait que les profils ne se superposent pas parfaitement.

En résumé, cette analyse montre que des données profondes permettent principalement de réduire les incertitudes sur la mesure de l’extension spatiale $\text{Ly}\alpha$. De plus, une bonne sensibilité en brillance de surface apparaît particulièrement cruciale pour l’étude des halos $\text{Ly}\alpha$ moins lumineux ($\text{S/B} < 6$).

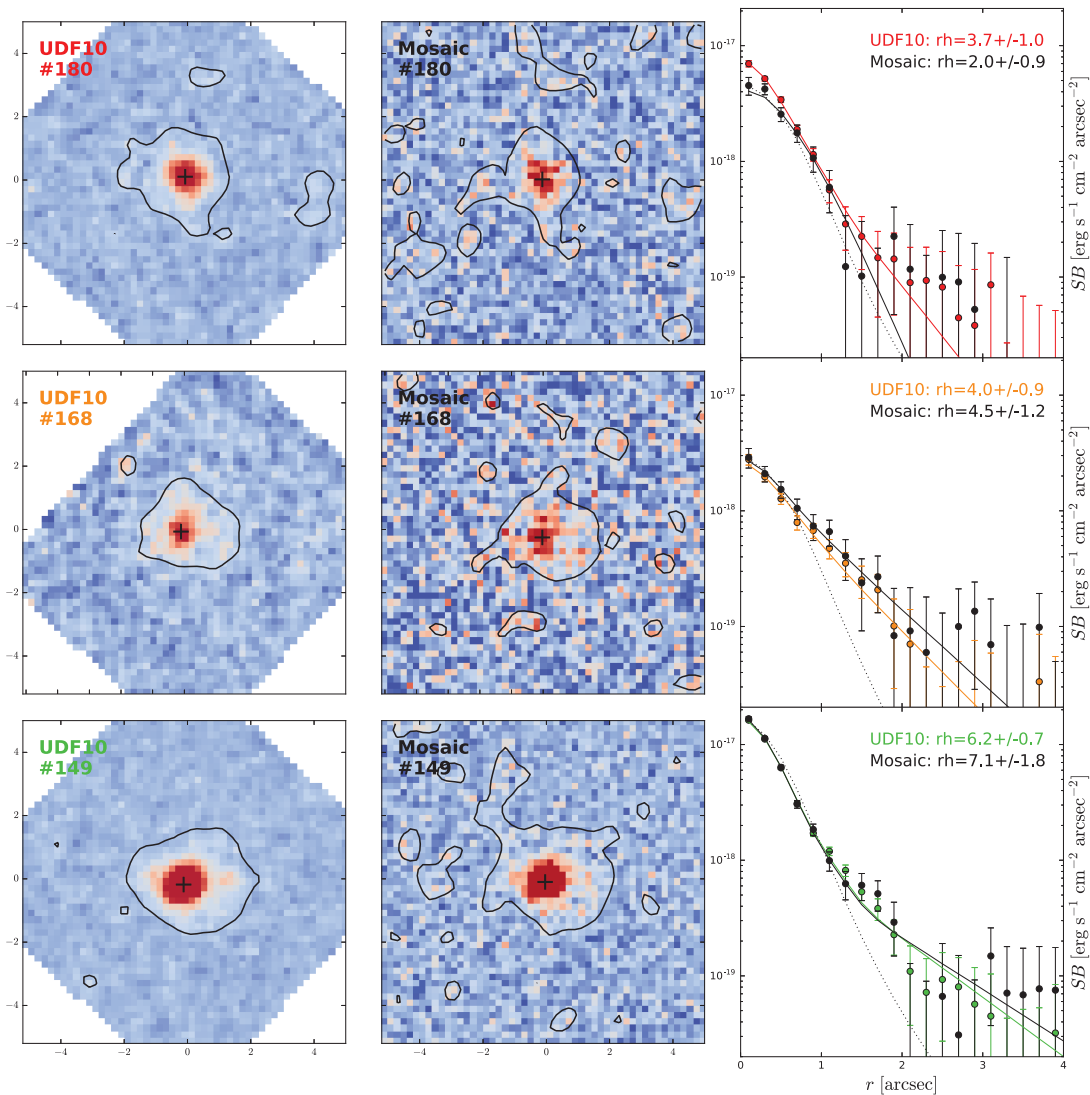
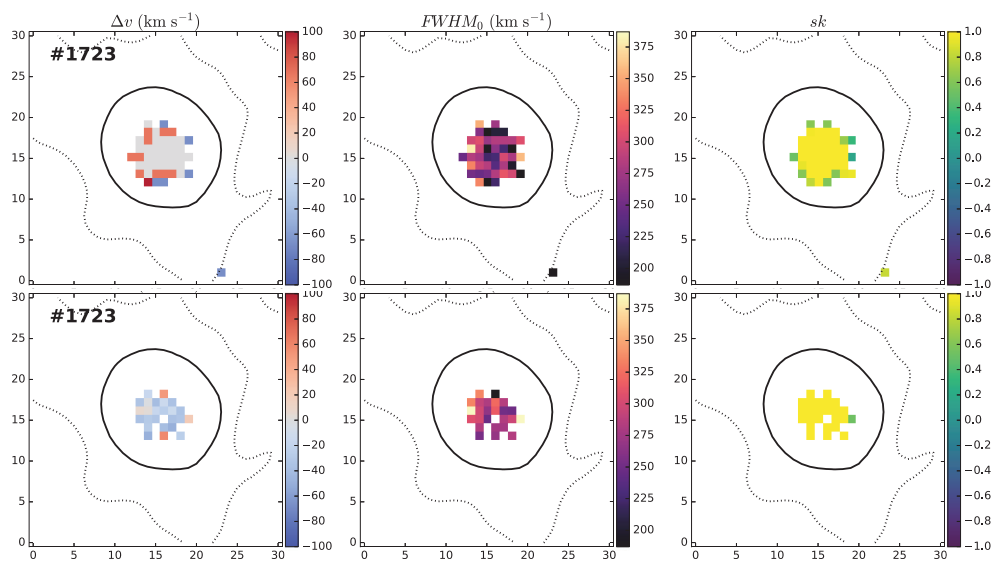
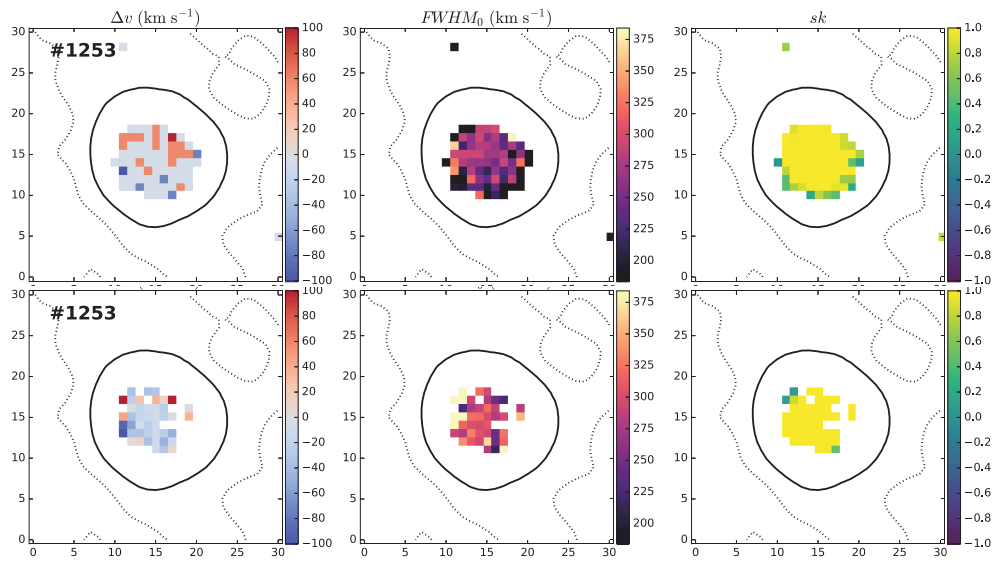
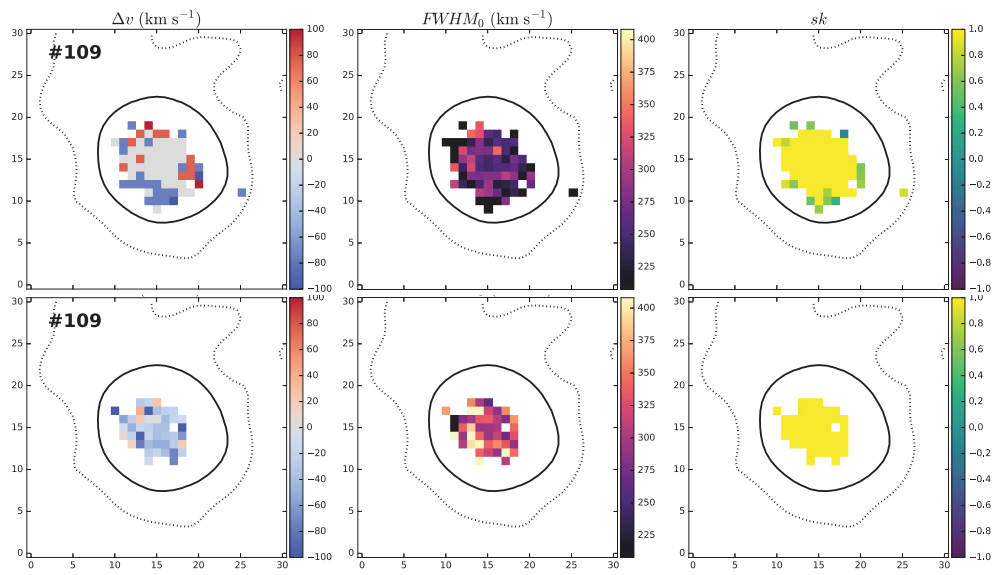
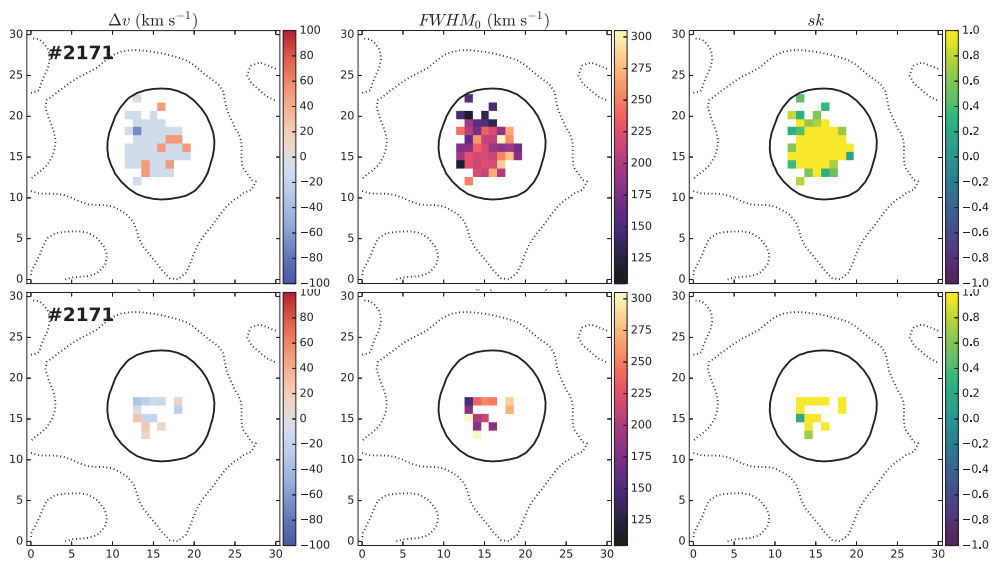
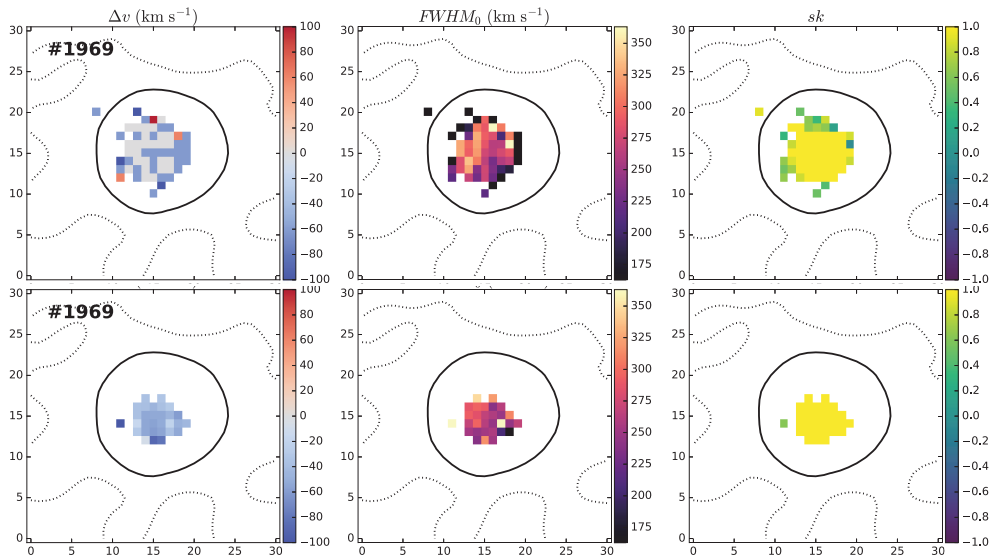
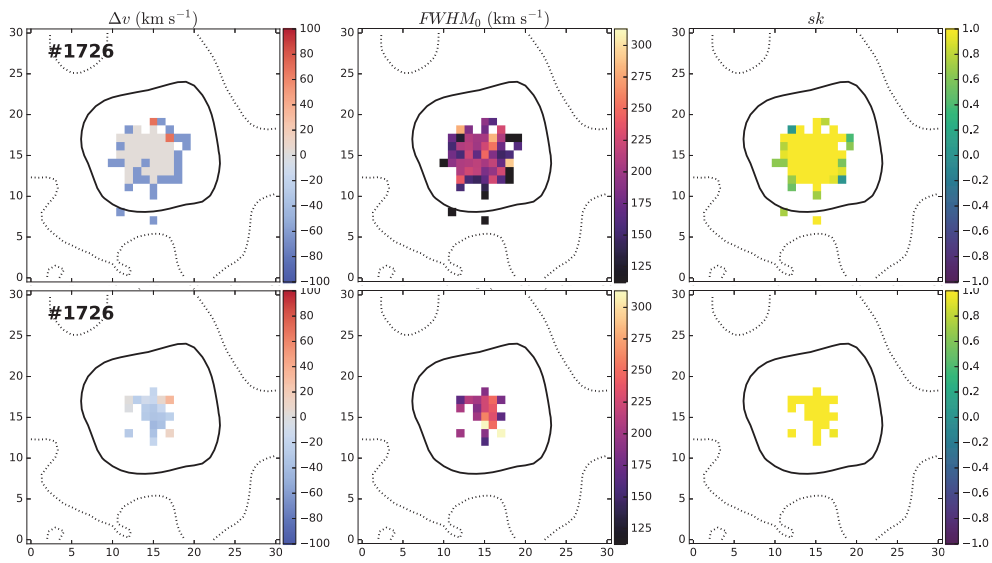


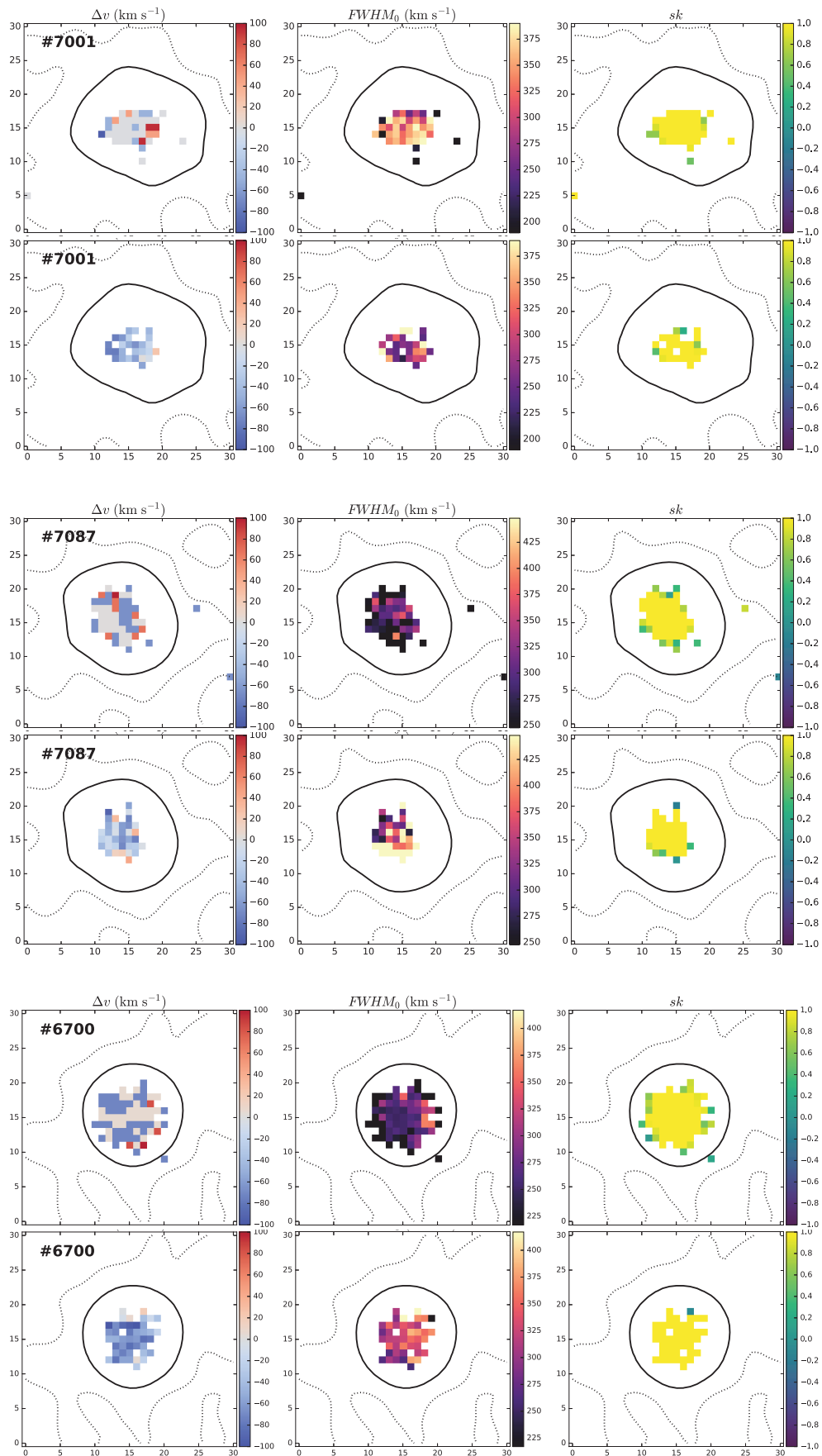
FIGURE B.2 – Comparaison des halos $\text{Ly}\alpha$ de 3 LAEs (un par ligne) détectés dans l’udf-10 et dans la mosaic. Les premières et deuxièmes colonnes montrent les images $\text{Ly}\alpha$ extraites de chacun des cubes de l’udf-10 et de la mosaic respectivement. Les contours correspondent à une brillance de surface de $10^{-18.5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$. Les profils radiaux de brillance de surface mesurés sur les données (points) et sur les images modélisées (courbes) de l’udf-10 (en couleur) et de la mosaic (en noir) sont comparés dans la troisième colonne. La courbe tracée en pointillés noirs représente le profil du continu UV. Les valeurs des rayons caractéristiques sont indiquées en haut à droite de chaque panneau.

C

Cartes d'évolution de la raie Ly α





FIGURE C.1 – Cartes d'évolution spatiale de la raie $Ly\alpha$ (voir légende de la figure 5.18).

D

Table des propriétés des LAEs

TABLE D.1 – Table recueillant les mesures effectuées dans le cadre de notre analyse des LAEs de l’UDF. Seules les LAEs possédant des mesures fiables (184, cf. section 5.2.1) sont présentées dans cette table. ID : identifiant de la source dans le catalogue de Inami et al. (2017). F : Cube de données utilisé (1 pour *udf-10* et 2 pour *mosaic*). α_{2000} et δ_{2000} : coordonnées de l’objet du catalogue de Inami et al. (2017). z : redshift du catalogue Inami et al. (2017). m : Magnitude AB du continu dans le filtre HST utilisé (cf. section 3.2.2) figurant dans les catalogues de Rafelski et al. (2015) et Inami et al. (2017). M_{UV} : Magnitude absolue du continu UV lointain. $F_{Ly\alpha}$: Flux $Ly\alpha$ total exprimé en 10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} et intégré sur une ouverture de rayon r_{CoG} (cf. section 3.3.2). $\log_{10} L_{Ly\alpha}$: logarithme de la luminosité $Ly\alpha$ totale exprimée en erg s^{-1} . $EW_{Ly\alpha}$: Largeur équivalente $Ly\alpha$ totale dans le référentiel de la source en Å. r_{CoG} : Rayon déterminé par la méthode de "courbe de croissance" en kpc physique. r_{scont} : Rayon caractéristique exponentiel de l’émission continue UV (cf. section 4.1) en kpc ; si l’objet n’est pas détecté dans les données HST, une valeur limite supérieure est donnée. r_{shalo} : Rayon caractéristique exponentiel du halo $Ly\alpha$ (cf. section 4.1) en kpc. F_{cont} : Flux de la composante centrale de l’émission $Ly\alpha$ exprimé en 10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} . F_{halo} : idem pour la composante halo. p_0 : probabilité de l’absence d’un halo (i.e. que les deux composantes soient identiques) en considérant que les erreurs suivent une distribution normale (cf. section 5.2.2). $1-p_0$: probabilité de la présence d’un halo $Ly\alpha$. $FWHM_0$: largeur à mi-hauteur de la raie $Ly\alpha$ dans le référentiel de la source en $km s^{-1}$.

ID	F	α_{2000}	δ_{2000}	z	m	$-M_{UV}$	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$	$EW_{Ly\alpha}$	r_{CoG}	r_{scont}	r_{shalo}	F_{cont}	F_{halo}	$1-p_0$	$FWHM_0$
		[°]	[°]		[AB]	[AB]	[erg s^{-1}]	[Å]	[kpc]	[kpc]	[kpc]	[10^{-18} egs]	[10^{-18} egs]		[$km s^{-1}$]
53	1	53.158115	-27.786372	4.78	25.3	21.07	43.17	62.1	22.4	1.95+/-0	3.31+/-1.43	25.4+/-4.1	21.4+/-9.1	0.9509	313
68	2	53.171186	-27.778461	4.94	25.8	20.64	43.16	77.2	19.4	1.05+/-0.01	6.69+/-0.84	33.7+/-0.5	15.8+/-1.6	1.0	291
82	2	53.151551	-27.785348	3.61	26.1	19.82	42.75	85.0	34.1	0.62+/-0.01	7.00+/-0.58	8.7+/-0.6	33.0+/-2.3	1.0	454
106	1	53.163726	-27.779076	3.28	26.5	19.22	42.44	101.3	37.6	0.87+/-0.02	3.13+/-0.48	9.3+/-2.3	22.0+/-2.0	1.0	—
109	1	53.162561	-27.772861	3.09	—	—	42.5	—	20.3	0.80+/-0.02	2.91+/-0.29	11.3+/-1.4	19.0+/-1.2	1.0	309
148	1	53.167601	-27.774719	3.07	27.0	18.62	42.14	69.6	31.3	0.48+/-0.01	9.39+/-2.52	5.8+/-0.4	7.2+/-1.3	0.99979	362
149	1	53.167866	-27.778617	3.72	27.0	18.95	42.49	87.7	24.9	0.51+/-0.02	6.16+/-0.74	13.5+/-0.3	9.3+/-0.8	1.0	219
153	2	53.168072	-27.775265	3.55	27.1	18.81	42.45	108.4	23.9	0.45+/-0.02	3.40+/-0.66	7.2+/-1.4	14.8+/-1.7	1.0	413
168	1	53.1702	-27.77732	4.7	27.0	19.3	42.13	28.5	15.9	0.84+/-0.02	4.03+/-0.88	1.5+/-0.4	4.9+/-0.7	0.99985	307
171	1	53.166029	-27.782774	3.89	27.2	18.82	42.13	44.7	18.7	0.89+/-0.05	4.79+/-1.12	2.9+/-0.5	4.5+/-0.8	0.99975	335
180	1	53.163396	-27.779688	3.46	27.3	18.55	42.19	77.0	25.6	0.65+/-0.02	3.69+/-0.96	5.1+/-0.7	5.9+/-0.8	0.99923	437
183	1	53.162393	-27.771601	3.19	27.3	18.38	42.09	—	17.0	0.38+/-0.01	2.21+/-0.42	2.4+/-1.1	8.3+/-1.0	0.99999	—
218	1	53.153465	-27.776998	3.05	27.6	17.96	41.74	47.0	12.6	0.51+/-0.02	2.18+/-3.14	3.1+/-1.0	1.5+/-1.3	0.70282	278
237	1	53.164516	-27.77388	4.82	27.4	18.97	42.21	37.9	22.3	0.26+/-0.01	2.02+/-0.43	1.5+/-0.6	3.0+/-0.5	0.99997	237
242	1	53.157457	-27.77556	3.76	27.8	18.12	41.71	34.9	13.1	0.47+/-0.03	< 1.23	0.2+/-1.1	3.4+/-0.8	—	393
279	1	53.159155	-27.784108	3.61	28.1	17.82	41.6	36.3	11.9	0.23+/-0.02	2.12+/-2.09	1.3+/-1.0	1.9+/-1.1	—	81649
324	2	53.170396	-27.781188	3.0	28.4	17.2	42.06	219.8	22.1	0.56+/-0.06	3.72+/-1.22	3.1+/-1.3	6.8+/-1.4	0.99535	327
364	1	53.15384	-27.779243	3.94	28.6	17.45	42.06	195.3	30.1	0.49+/-0.04	8.91+/-2.43	1.7+/-0.2	5.3+/-1.0	0.99974	242
385	1	53.154241	-27.77493	4.77	28.7	17.69	41.81	41.9	15.8	0.05+/-0.02	< 1.04	0.0+/-0	2.8+/-0.2	—	175
400	1	53.163176	-27.779113	3.09	28.8	16.83	41.87	180.5	25.0	0.20+/-0.06	2.73+/-0.93	2.5+/-1.3	4.7+/-1.3	0.99655	313
417	1	53.157861	-27.77	5.13	28.3	18.22	41.96	37.6	10.2	0.24+/-0.02	2.22+/-0.68	1.0+/-0.3	2.0+/-0.4	—	183
547	1	53.160608	-27.771537	5.98	27.7	19.02	42.77	150.7	25.8	0.32+/-0.02	6.61+/-1.23	4.5+/-0.2	6.5+/-0.9	1.0	216
559	1	53.153576	-27.776791	4.51	29.3	16.94	41.71	16.2	16.2	0.38+/-0.03	2.53+/-0.85	0.4+/-0.3	2.1+/-0.5	0.99439	315
590	1	53.170112	-27.781033	3.67	29.5	16.42	41.73	154.2	16.2	0.11+/-0.08	7.66+/-4.23	2.4+/-0.3	3.0+/-1.3	0.96305	222
605	1	53.156764	-27.779805	3.44	29.6	16.24	41.75	—	15.1	0.03+/-0.08	< 1.29	0.0+/-0	3.8+/-0.2	—	203
666	1	53.162908	-27.785182	4.67	29.7	16.63	41.81	—	13.3	0.05+/-0.07	< 1.06	0.0+/-0	2.2+/-0.1	—	148
837	1	53.157037	-27.772649	5.98	28.3	18.41	42.01	39.2	11.7	0.20+/-0.02	1.48+/-0.57	0.3+/-0.6	2.1+/-0.5	0.987	192
1059	2	53.153442	-27.766119	3.81	24.7	21.32	43.09	52.8	36.3	0.47+/-0	6.87+/-0.40	31.1+/-0.7	48.5+/-2.7	1.0	403
1087	2	53.1679	-27.797953	3.46	24.8	20.99	42.54	26.7	31.6	0.43+/-0	6.51+/-1.20	10.3+/-1.0	27.3+/-3.4	1.0	—
1113	2	53.169939	-27.76834	3.09	25.0	20.67	43.68	—	23.2	0.99+/-0.01	5.23+/-0.21	20.1+/-1.2	33.6+/-1.7	1.0	393
1185	2	53.161971	-27.819086	4.5	25.1	21.17	42.38	—	33.2	1.35+/-0	5.73+/-0.47	34.3+/-1.0	66.4+/-1.7	1.0	395
1226	2	53.16223	-27.815769	3.1	—	—	41.85	—	18.7	1.10+/-0.01	10.61+/-3.60	1.2+/-0.9	11.6+/-2.8	0.99585	245

ID	F	α_{2000}	δ_{2000}	z	m	$-M_{UV}$	$F_{Ly\alpha}$	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$	$EW_{Ly\alpha}$	r_{CoG}	r_{Scont}	r_{Shalo}	F_{cont}	F_{halo}	$I - p_0$	FWHM ₀
		[°]	[°]		[m]	[AB]	[10 ⁻¹⁸ ergs]	[erg s ⁻¹]	[Å]	[kpc]	[kpc]	[kpc]	[10 ⁻¹⁸ ergs]	[10 ⁻¹⁸ ergs]		[km s ⁻¹]
6751	2	53.16976	-27.772501	3.33	26.9	18.89	8.44+/-1.1	41.94	-	19.8	0.41+/-0.01	4.34+/-1.31	0.3+/-0.9	9.0+/-1.5	0.99867	286
6883	2	53.176297	-27.778913	3.19	25.2	20.44	24.6+/-3.2	42.36	-	34.0	0.42+/-0	7.57+/-1.53	0.4+/-0.8	16.9+/-2.6	1.0	374
6895	2	53.175969	-27.792613	3.71	26.6	19.33	17.2+/-2.1	42.37	-	24.9	0.71+/-0.02	6.39+/-1.46	1.0+/-1.0	15.9+/-2.3	0.99995	387
6905	2	53.143035	-27.799874	3.1	26.2	19.45	38.9+/-3.4	42.53	-	31.2	0.77+/-0.02	6.27+/-1.91	18.6+/-1.0	13.6+/-2.5	0.99799	432
6911	2	53.165732	-27.81646	4.62	27.4	18.96	21.2+/-2.4	42.68	142.4	21.4	0.37+/-0.01	9.98+/-1.49	7.8+/-0.4	19.9+/-2.3	1.0	183
6915	2	53.153093	-27.807049	3.7	29.1	16.83	4.6+/-0.6	41.79	183.5	11.7	0.15+/-0.04	< 1.23	0.7+/-1.3	3.4+/-1.3	-	212
7001	2	53.138579	-27.790217	5.48	25.6	21.02	61.2+/-4.0	43.32	95.1	24.6	1.33+/-0.01	8.59+/-2.64	44.0+/-1.2	18.1+/-3.7	0.99702	290
7047	2	53.154992	-27.806988	4.23	26.9	19.23	22.5+/-1.2	42.62	96.2	18.1	0.71+/-0.01	4.67+/-0.99	12.5+/-0.8	11.7+/-1.5	0.99999	256
7073	2	53.162933	-27.793005	3.6	26.6	19.27	7.7+/-1.2	41.98	24.7	19.3	0.51+/-0.03	3.56+/-1.37	8.4+/-1.2	5.4+/-1.6	0.98143	480
7085	2	53.13324	-27.786724	2.95	26.7	18.82	22.2+/-1.7	42.24	67.3	17.4	0.49+/-0.01	2.98+/-1.06	10.4+/-2.3	8.4+/-2.3	0.99051	378
7087	2	53.157569	-27.764705	3.56	26.7	19.15	44.1+/-1.7	42.73	-	19.4	0.46+/-0.01	2.59+/-0.24	10.4+/-1.8	31.3+/-2.0	1.0	348
7091	2	53.173305	-27.783819	4.41	26.4	19.79	13.7+/-1.4	42.44	60.0	23.2	0.57+/-0.01	3.55+/-0.65	0.7+/-0.7	13.6+/-1.3	1.0	0
7119	2	53.132734	-27.795038	3.18	27.1	18.62	8.1+/-1.6	41.88	42.6	18.6	0.39+/-0.01	3.77+/-1.24	0.5+/-1.9	11.2+/-2.8	0.99674	-
7121	2	53.185076	-27.783946	3.68	27.1	18.86	19.3+/-1.6	42.41	82.2	20.6	0.43+/-0.02	1.90+/-0.50	6.6+/-2.6	10.8+/-2.4	0.99853	293
7131	2	53.135124	-27.792277	3.1	27.2	18.47	10.6+/-1.3	41.97	53.7	14.0	0.47+/-0.02	9.20+/-4.88	6.5+/-0.7	6.4+/-2.3	0.9633	319
7133	2	53.14691	-27.790191	3.37	27.2	18.61	26.3+/-2.0	42.45	129.1	21.3	0.51+/-0.04	3.60+/-0.41	1.3+/-1.1	19.6+/-1.5	1.0	388
7143	2	53.179101	-27.786973	3.68	28.5	17.47	17.1+/-2.4	42.35	267.2	19.1	0.61+/-0.09	5.71+/-2.95	3.5+/-0.8	5.2+/-1.8	0.95819	254
7157	2	53.158308	-27.807171	4.23	27.4	18.8	15.5+/-1.6	42.46	104.7	22.3	0.23+/-0.01	2.97+/-0.69	6.2+/-1.3	10.6+/-1.4	0.99997	205
7159	2	53.167929	-27.812327	3.0	27.9	17.63	38.1+/-2.4	42.49	322.5	20.5	0.29+/-0.02	3.80+/-0.80	15.7+/-1.0	9.9+/-1.4	0.99999	240
7161	2	53.135226	-27.797719	4.24	27.2	18.93	12.8+/-2.2	42.37	106.3	20.8	0.61+/-0.01	6.40+/-1.96	2.5+/-0.7	11.4+/-2.4	0.99845	359
7163	2	53.176588	-27.768609	2.99	27.5	18.08	18.0+/-2.4	42.16	82.5	23.7	0.36+/-0.02	4.23+/-2.07	9.1+/-1.8	9.3+/-2.6	0.96919	0
7167	2	53.174189	-27.780924	3.71	28.0	17.95	15.7+/-2.3	42.33	142.2	24.9	0.41+/-0.04	4.10+/-1.34	4.1+/-1.2	11.1+/-2.3	0.99707	-
7177	2	53.146248	-27.800812	4.85	27.4	19.02	8.0+/-1.0	42.31	66.8	13.1	0.27+/-0.01	4.49+/-1.23	1.3+/-0.6	8.1+/-1.7	0.9997	-
7179	2	53.17318	-27.7678	3.5	27.9	17.96	36.8+/-4.5	42.64	398.2	36.7	0.58+/-0.05	18.73+/-7.49	6.0+/-0.5	18.2+/-2.9	0.99233	245
7183	2	53.146084	-27.785423	4.88	27.6	18.85	9.4+/-0.8	42.39	67.3	15.6	0.41+/-0.01	3.25+/-1.29	5.6+/-0.9	4.4+/-1.2	0.98578	327
7185	2	53.152803	-27.79541	3.97	27.7	18.32	25.2+/-1.7	42.6	202.0	21.4	0.41+/-0.02	5.39+/-1.56	14.5+/-0.6	8.8+/-1.8	0.99928	217
7189	2	53.150236	-27.766438	4.14	27.6	18.54	5.4+/-1.0	41.98	57.1	14.0	0.41+/-0.02	2.35+/-2.13	2.1+/-1.1	2.4+/-1.3	0.81946	190
7193	2	53.135782	-27.795472	3.09	27.8	17.84	14.4+/-2.4	42.1	68.6	21.9	0.57+/-0.04	5.22+/-1.78	3.6+/-1.0	9.0+/-1.9	0.99546	363
7195	2	53.167605	-27.803793	3.56	27.8	18.09	10.6+/-1.5	42.11	86.9	17.9	0.26+/-0.01	2.81+/-1.20	1.3+/-0.9	4.3+/-0.8	0.98321	252
7199	2	53.159299	-27.760893	3.33	28.1	17.67	14.9+/-2.2	42.19	153.6	29.0	0.40+/-0.05	6.31+/-1.66	3.8+/-0.8	10.3+/-2.2	0.99981	235
7201	2	53.151967	-27.807977	4.5	27.6	18.7	14.7+/-1.3	42.49	80.7	24.4	0.29+/-0.01	1.19+/-0.18	4.9+/-1.2	6.2+/-1.1	1.0	259
7215	2	53.156944	-27.816141	4.86	28.9	17.5	8.1+/-1.3	42.32	-	19.6	0.23+/-0.10	4.09+/-1.37	1.4+/-0.5	6.1+/-0.9	0.99754	387
7223	2	53.138414	-27.777219	4.94	28.1	18.33	11.8+/-0.9	42.5	61.0	16.8	< 0.18	2.39+/-0.64	4.6+/-1.0	6.3+/-1.0	0.99972	276
7238	2	53.146624	-27.779476	3.33	28.3	17.92	9.7+/-1.5	42.01	-	19.8	0.52+/-0.05	3.48+/-1.20	1.4+/-0.9	7.7+/-1.5	0.99335	365
7243	2	53.127778	-27.786485	4.45	28.3	17.92	6.9+/-0.9	42.16	648.4	13.6	0.22+/-0.03	1.66+/-0.73	1.7+/-0.9	3.0+/-0.8	0.97571	261
7251	2	53.137663	-27.782558	4.85	28.7	17.71	7.4+/-1.1	42.28	214.2	17.0	0.34+/-0.03	2.19+/-0.89	3.2+/-1.2	3.5+/-1.1	0.98062	206
7269	2	53.156937	-27.804686	4.5	28.4	17.88	9.5+/-1.1	42.31	165.2	21.7	0.49+/-0.02	4.93+/-2.26	5.2+/-0.4	3.8+/-1.0	0.97524	181
7301	2	53.166439	-27.807914	3.26	28.8	16.91	6.6+/-1.1	41.82	409.2	12.3	0.30+/-0.05	2.39+/-1.45	1.3+/-0.2	4.6+/-2.3	0.92578	151
7325	2	53.144018	-27.793844	4.34	29.9	16.28	4.2+/-0.8	41.92	-	13.8	0.11+/-0.10	2.05+/-0.96	0.8+/-0.8	3.5+/-1.0	0.97833	253
7359	2	53.151005	-27.7952	3.67	29.9	16.08	19.3+/-3.0	42.41	-	29.5	0.17+/-0.08	3.18+/-0.68	0.1+/-1.2	11.1+/-1.2	1.0	244

E

Article publié dans *Astronomy&Astrophysics*

The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey

VIII. Extended Ly α haloes around high- z star-forming galaxies^{*}

Floriane Leclercq¹, Roland Bacon¹, Lutz Wisotzki², Peter Mitchell¹, Thibault Garel¹, Anne Verhamme^{1,3}, Jérémy Blaizot¹, Takuya Hashimoto¹, Edmund Christian Herenz⁶, Simon Conseil¹, Sebastiano Cantalupo⁴, Hanae Inami¹, Thierry Contini⁵, Johan Richard¹, Michael Maseda⁷, Joop Schaye⁷, Raffaella Anna Marino⁴, Mohammad Akhlaghi¹, Jarle Brinchmann^{7,8}, and Marcella Carollo⁴

¹ Univ. Lyon, Univ. Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR 5574, 69230 Saint-Genis-Laval, France

e-mail: floriane.leclercq@univ-lyon1.fr

² Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

³ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

⁴ Institute for Astronomy, ETH Zurich, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, 8093 Zurich, Switzerland

⁵ Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), Université de Toulouse, CNRS, UPS, 31400 Toulouse, France

⁶ Department of Astronomy, Stockholm University, AlbaNova University Centre, 106 91 Stockholm, Sweden

⁷ Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

⁸ Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Received 30 June 2017 / Accepted 25 September 2017

ABSTRACT

We report the detection of extended Ly α haloes around 145 individual star-forming galaxies at redshifts $3 \leq z \leq 6$ in the *Hubble* Ultra Deep Field observed with the Multi-Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) at ESO-VLT. Our sample consists of continuum-faint ($-15 \geq M_{UV} \geq -22$) Ly α emitters (LAEs). Using a 2D, two-component (continuum-like and halo) decomposition of Ly α emission assuming circular exponential distributions, we measure scale lengths and luminosities of Ly α haloes. We find that 80% of our objects having reliable Ly α halo measurements show Ly α emission that is significantly more extended than the UV continuum detected by HST (by a factor ≈ 4 to >20). The median exponential scale length of the Ly α haloes in our sample is ≈ 4.5 kpc with a few haloes exceeding 10 kpc. By comparing the maximal detected extent of the Ly α emission with the predicted dark matter halo virial radii of simulated galaxies, we show that the detected Ly α emission of our selected sample of Ly α emitters probes a significant portion of the cold circum-galactic medium of these galaxies ($>50\%$ in average). This result therefore shows that there must be significant HI reservoirs in the circum-galactic medium and reinforces the idea that Ly α haloes are ubiquitous around high-redshift Ly α emitting galaxies. Our characterization of the Ly α haloes indicates that the majority of the Ly α flux comes from the halo ($\approx 65\%$) and that their scale lengths seem to be linked to the UV properties of the galaxies (sizes and magnitudes). We do not observe a significant Ly α halo size evolution with redshift, although our sample for $z > 5$ is very small. We also explore the diversity of the Ly α line profiles in our sample and we find that the Ly α lines cover a large range of full width at half maximum (FWHM) from 118 to 512 km s⁻¹. While the FWHM does not seem to be correlated to the Ly α scale length, most compact Ly α haloes and those that are not detected with high significance tend to have narrower Ly α profiles (<350 km s⁻¹). Finally, we investigate the origin of the extended Ly α emission but we conclude that our data do not allow us to disentangle the possible processes, i.e. scattering from star-forming regions, fluorescence, cooling radiation from cold gas accretion, and emission from satellite galaxies.

Key words. galaxies: high-redshift – galaxies: formation – galaxies: evolution – cosmology: observations

1. Introduction

Observing the circum-galactic medium (CGM) represents an important challenge for understanding how galaxies form and evolve. Galaxy evolution is driven primarily by the flows of gas that surround galaxies. Moreover, the CGM contains a large amount of the baryonic matter in galaxies and as such observations of this gas provide crucial information. A powerful tracer of this gas is Lyman alpha (Ly α) emission, which allows circum-galactic gas to be observed around high-redshift

galaxies as a Ly α halo. A number of physical mechanisms can contribute to spatially extended Ly α emission, including fluorescence, cooling radiation, or the scattering of Ly α photons produced in star-forming HII regions (Gould & Weinberg 1996; Katz et al. 1996; Haiman et al. 2000; Haiman & Rees 2001; Cantalupo et al. 2005; Dijkstra et al. 2006; Kollmeier et al. 2010; Barnes & Haehnelt 2010; Lake et al. 2015).

Such extended Ly α emission has been detected around nearby galaxies (e.g. Kunth et al. 2003; Hayes et al. 2005; Hayes 2015). By selecting 14 nearby galaxies that cover the same range of far-UV luminosities as high- z galaxies, the Ly α Reference Sample (LARS; Östlin et al. 2014) collaboration constructed a sample that is comparable to high- z samples. Most of their galaxies show Ly α emission that is more extended than both the stellar

^{*} MUSE Ultra Deep Field Ly α haloes catalog (Table B.1) is also available at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](ftp://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/608/A8>

UV continuum and the H α emission showing the rich gas content of the CGM (Hayes et al. 2013, 2014; Herenz et al. 2016).

At high redshift, the mapping of the extended Ly α haloes around galaxies (non-AGN) is however a lot more difficult because of sensitivity and resolution limitations. Detections of extended Lyman alpha emission at high redshift have been obtained in the past. While some large Ly α blobs have been observed (e.g. Steidel et al. 2000; Matsuda et al. 2004, 2011), most of these studies were forced to employ stacking analyses because of sensitivity limitations. The first tentative detections of Ly α haloes around normal star-forming galaxies emitting Ly α emission using narrowband (NB) imaging methods were reported by Møller & Warren (1998) and Fynbo et al. (2001). Later, Hayashino et al. (2004) observed 22 Lyman break galaxies (LBG) and detected extended Ly α emission by stacking the NB images. These authors were followed six years later by Ono et al. (2010) who detected Ly α haloes in their composite NB images of 401 Ly α emitters (LAEs) at $z = 5.7$ and 207 at $z = 6.6$. Matsuda et al. (2012) and Momose et al. (2014) significantly increased the size of LAEs samples used by stacking ≈ 2000 and ≈ 4500 LAEs at redshift $z \approx 3$ and $2.2 \leq z \leq 6.6$, respectively. Momose et al. (2014) found typical Ly α halo exponential scale lengths of 5–10 physical kpc. Matsuda et al. (2012) found that Ly α halo sizes are dependent on environmental density; these halo sizes extend from 9 to up to 30 physical kpc towards overdense regions. More recently, Xue et al. (2017) studied ≈ 1500 galaxies in two overdense regions at $z \approx 3$ and 4. Using stacking methods these authors reported Ly α halo exponential scale lengths of 5–6 physical kpc and found that Ly α halo sizes correlate with the UV continuum and Ly α luminosities, but not with overdensity. Steidel et al. (2011) stacked 92 brighter ($R_{AB} \approx 24.5$) and more massive LBGs at $z = 2.3$ –3, finding large Ly α extents of ≈ 80 physical kpc beyond the mean UV continuum size at a surface brightness level of $\sim 10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$. Put together, all these studies showed that Lyman alpha emission is on average more spatially extended than the UV stellar continuum emission from galaxy counterparts.

Meanwhile, other studies have found conflicting results. Feldmeier et al. (2013) argued that the observed extended emission is artificially created by an underestimation of the stacking procedure systematics. After carrying out an error budget analysis, they did not find evidence for significant extended Ly α emission. Bond et al. (2010) also reported compact Ly α emission in their stack of eight star-forming galaxies at $z = 3$.

Over a similar period and using a different approach, Rauch et al. (2008) performed an ultra-deep (92h) long-slit observation and identified 27 faint LAEs (few $\times 10^{-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) at redshift $2.67 < z < 3.75$. This observation enabled the individual detections of extended Ly α emission along the slit for most of their objects although with large uncertainties owing to slit losses and the high errors on the continuum size measurements. Some other detections of extended Ly α emission around high-redshift star-forming galaxies were obtained using the magnification power of gravitational lensing (e.g. Swinbank et al. 2007; Patrício et al. 2016).

Recently, a significant step forward has been taken thanks to the substantial increase in sensitivity provided by the Multi-Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) at the ESO-VLT (Bacon et al. 2010). Wisotzki et al. (2016; hereafter W16) reported the detection of 21 Ly α haloes around relatively continuum-faint ($m_{AB} \geq 27$) star-forming galaxies at redshift $3 < z < 6$ within the *Hubble* Deep Field South (HDFS) observed with MUSE. Their data reach an unprecedented limiting surface brightness (SB) of $\sim 10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$ (1σ) enabling the study of the

CGM on a galaxy-by-galaxy basis. The Ly α haloes from the W16 study have exponential scale lengths ranging from ≈ 1 kpc to ≈ 7 kpc and appear to be on average 10 times larger than their corresponding UV galaxy sizes. These new observational data also enable the direct comparison of the Ly α halo properties with the stellar properties of the host galaxies and the investigation of the origin of the Ly α haloes. This pioneering study was however limited to a small sample and therefore the results need to be confirmed with better statistics.

Here, we extend the W16 LAE sample by one order of magnitude using the *Hubble* Ultra Deep Field (UDF) data obtained with MUSE (Bacon et al. 2015). The significant effort on the data reduction of this data set improves the limiting SB sensitivity by one order of magnitude over previous narrowband studies. First, we follow a similar approach as W16 to quantitatively characterize the spatial extent of the Ly α emission around high-redshift galaxies in the UDF ($-15 \geq M_{UV} \geq -22$). We then analyse the sizes and Ly α luminosities of our Ly α haloes as a function of the UV properties of their HST counterparts and compare our results to W16. In addition to its spatial distribution, the Ly α line profile encodes crucial information that can help shed light on the origin of the Ly α emission and constrain the gas opacity and kinematics (Haiman et al. 2000; Dijkstra et al. 2006; Verhamme et al. 2006; Kollmeier et al. 2010; Gronke & Dijkstra 2016). Taking advantage of the spectral information of MUSE data cubes, we also investigate how Ly α emission relates to various line properties, such as the line width and equivalent width.

The paper is organized as follows: we describe our data and our sample construction in Sect. 2. Section 3 presents our procedure for the extraction of the images and construction of radial SB profiles needed for the detection of extended Ly α emission. Section 4 explains the Ly α spatial distribution modelled that we use to determine the characteristics of the Ly α haloes that are presented in Sect. 5. Section 5 also includes the analysis of the Ly α line profile. In Sect. 6 we investigate the relation between the Ly α haloes and their host galaxies. Finally, we discuss our results in Sect. 7 and present our summary and conclusions in Sect. 8. Appendix A gives a comparison of the Ly α haloes detected around galaxies, which are both in the deep udf-10 data cube and in the shallower mosaic data cube.

For this paper, we use AB magnitudes, physical distances, and assume a Λ CDM cosmology with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and $H_0 = 70$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$.

2. Data and sample definition

2.1. Observations and data reduction

The UDF data were taken using the MUSE instrument between September 2014 and February 2016 under the MUSE consortium Guarantee Time Observations. A number of $1' \times 1'$ pointings (corresponding to the MUSE field of view) were completed at two levels of depth. The medium-deep data consist of a mosaic of 9 deep, 10 h pointings denoted udf-0[1-9]. The ultra-deep data, denoted udf-10, consist of a single ≈ 20 h pointing that overlaps with the mosaic reaching a total of 30 h depth. During the observations the sky was clear with good seeing conditions (full width at half maximum (FWHM) of $0''.6$ at 7750 Å). More details about the data acquisition can be found in Bacon et al. (2017; hereafter B17).

The data reduction of both the udf-10 and mosaic data cubes is described in B17. The two resulting data cubes contain 323×322 and 945×947 spatial pixels for the udf-10 and mosaic field, respectively. The number of spectra match the number of spatial

pixels in each data cube with a wavelength range of 4750 Å to 9350 Å (3681 spectral pixels) with medium spectral resolution $R \sim 3000$. The spatial sampling is $0''.2 \times 0''.2$ per spaxel and the spectral sampling is 1.25 Å per pixel. The data cubes also contain the estimated variance for each pixel. The data reach a limiting SB sensitivity (1σ) of 2.8 and 5.5×10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ arcsec $^{-2}$ for an aperture of $1'' \times 1''$ in the 7000–8500 Å range for the udf-10 and mosaic data cubes, respectively (see B17 for more details).

Based on these reduced data cubes we constructed two catalogues corresponding to each data cube. The source detection and extraction were performed using HST priors, imposing a magnitude cut at 27 in the $F775W$ band for the mosaic field only, and the ORIGIN (Mary et al., in prep.) detection software. A complete description of the strategy used for the catalogue construction can be found in Inami et al. (2017; hereafter I17). The ORIGIN software (see B17 for technical details) is designed to detect emission lines in 3D data sets. This software enables the discovery of a large number of LAEs that are barely seen or even undetectable in the HST images. Photometric magnitudes for these new objects were calculated following the method described in B17.

2.2. Lyman alpha emitters sample

Our parent sample was constructed from UDF catalogues (see I17) and according to the following criteria:

1. We selected the LAEs (“TYPE = 6” in the catalogues) with a reliable redshift (“CONFID = 2 and 3”). This yields a sample of 155 and 620 objects for the udf-10 and mosaic, respectively.
2. Our primary objective being the study of individual galaxies, we removed galaxies in pairs closer than 50 kpc in projected transverse separation and with velocity differences of less than 1000 km s $^{-1}$, which was estimated using the peak of the Ly α line or the red peak if the line was double peaked. We found 28 and 64 such objects in the udf-10 and mosaic, respectively. The study of the Ly α haloes of such LAE pairs will be part of another study. The analysis of merger rates from the MUSE UDF data is detailed in Ventou et al. (2017).
3. We also excluded 20 and 25 objects that are closer than $3''$ and $4''$ to the edges of the udf-10 and mosaic data cubes, respectively. This is necessary to ensure we can analyse extended Ly α emission over a large spatial window for our entire sample. Objects from the udf-10 data cube are allowed to be closer to the edges because of the higher quality of the data given that the udf-10 data cube is combined with the wider mosaic data cube.
4. Among the remaining objects, we manually removed 7 and 29 objects in the udf-10 and mosaic fields, respectively, which are contaminated by emission lines from foreground sources, skyline residuals, or by continuum remnants visible in the NB image (see Sect. 3.1.1 for the continuum subtraction method).
5. Finally, following the procedure described in Sect. 3.1.1, we created NB images around the Ly α emission line and imposed a minimal signal-to-noise ratio (S/N) of 6 in a fixed and large aperture set using a curve of growth (CoG) method (see Sect. 5.3.2). The S/N is defined as the Ly α flux divided by the standard deviation from the data cube. This cut is motivated by our detection limit estimation described in Sect. 4.3.1. It eliminates 43 LAEs in the udf-10 field and 282 in the mosaic field. The S/N cut introduces a selection bias

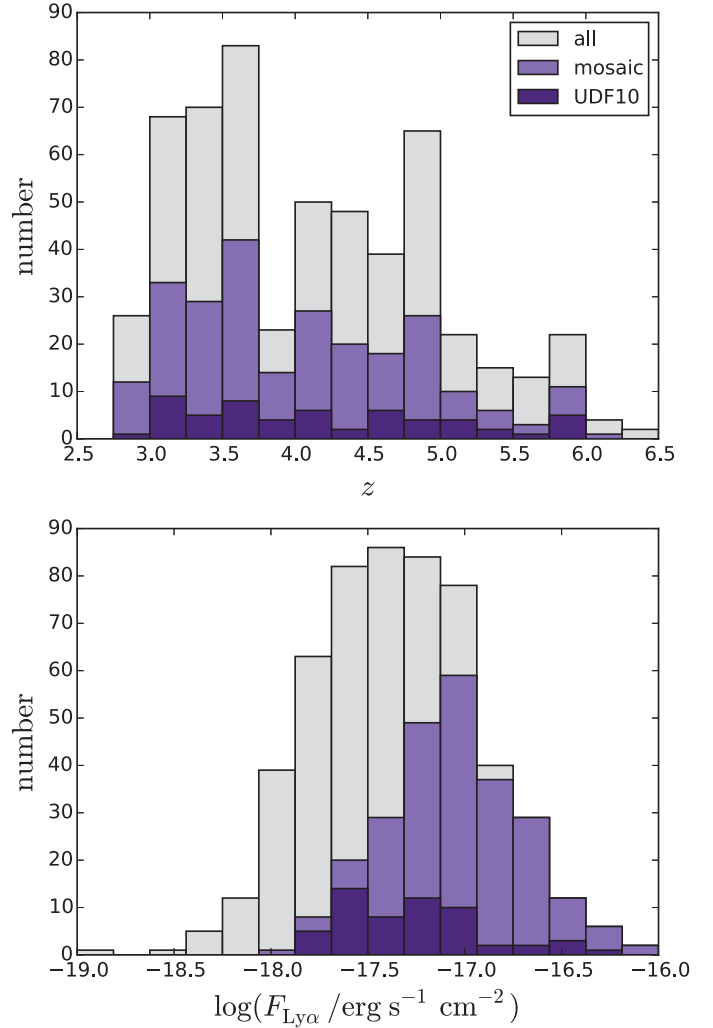


Fig. 1. Redshift distribution (*upper panel*) and total Ly α flux (measured using a CoG method, see Sect. 5.3.2 – *lower panel*) histograms of our udf-10 (dark purple) and mosaic (light purple) samples. The grey histograms show the distributions of the total sample (udf-10 and mosaic) without applying the S/N cut.

towards brighter haloes. This bias is noticeable in the lower panel of Fig. 1, where the total Ly α flux distribution before and after the S/N cut is shown.

In total 26 galaxies are in both udf-10 and mosaic fields. For these objects, we only show results from the udf-10 data cube because of the higher S/N; a comparison of the results from the two data cubes is given in Appendix A. Our final sample consists of 252 galaxies: 57 in the udf-10 field and 195 that are uniquely in the mosaic field. The sample spans a redshift range from 2.93 to 6.04 and a total Ly α flux ranging from $\approx 1.6 \times 10^{-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ to $\approx 1.1 \times 10^{-16}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Ly α fluxes are measured using a CoG method (see Sect. 5.3.2). The redshift and flux distributions of our sample (purple) and the sample without the S/N cut (grey) are shown in Fig. 1. The flux distribution shows the selection bias towards the brighter LAEs.

3. Detection of diffuse Ly α emission

Our detection of extended Ly α emission employs a circularly symmetric analysis, following a similar approach to W16. The method uses the radial SB profiles of both the Ly α and

UV continuum emission. In this section we first describe the methods used to create the Ly α NB and UV continuum images, then we explain how the radial surface brightness profiles are constructed, and finally we present some LAE radial SB profiles as examples.

3.1. Image construction

3.1.1. Ly α narrowband images

We constructed a $10'' \times 10''$ Ly α NB image for each object from the MUSE data cube. We used a wide, fixed spatial aperture to ensure that we included all of the detectable Ly α emission around our galaxies. In order to remove the continuum, we first performed a spectral median filtering on the MUSE data cube in a wide spectral window of 200 spectral pixels, in effect removing any emission lines (see [Herenz & Wisotzki 2017](#) for the validation of this continuum subtraction method on MUSE data cubes). A continuum-free data cube was then computed by subtracting the filtered data cube from the original. In some cases the continuum of very bright objects was not well subtracted. As specified in Sect. 2.2, the 21 affected objects were removed from the sample.

The spectral bandwidths of the Ly α NB images were defined to maximize the S/N in a fixed spatial aperture (radius of $2''$). Following this procedure, we obtained NB images with spectral bandwidths ranging from 2.5 to 20 Å (i.e. 2 and 16 MUSE pixels, respectively). The largest spectral bandwidths correspond to double-peaked lines (some examples can be seen in Figs. 2 and 3). The average spectral width is 6.25 Å.

3.1.2. Ultraviolet continuum images

We constructed UV continuum images for our sample using one of three different HST images of the UDF ([Illingworth et al. 2013](#)), depending on the redshift of the object. The *F814W ACS/WFC*, *F105W WFC3/IR*, and *F125W WFC3/IR* HST images are used for objects at $z < 4$, $4 \leq z < 5$, and $z \geq 5$, respectively. We chose these filters because they are not contaminated by the Ly α emission or by intergalactic medium (IGM) absorption. These filters also probe UV continuum over similar rest-frame wavelength ranges, which are approximately 1400–2300 Å, 1500–2400 Å, and 1570–2300 Å for the *F814W ACS/WFC*, *F105W WFC3/IR*, and *F125W WFC3/IR* HST filters, respectively.

For each object in our sample, we constructed UV continuum images with the HST counterparts from the I17 catalogue. After masking the pixels outside the segmentation map for each HST counterpart, we resampled the masked HST images to MUSE resolution and convolved them with the MUSE PSF. The HST PSF is not taken into account here because, first, the HST PSF (FWHM of 0.09'' for the *F814W* band and 0.19'' for the *F105W* and *F125W* bands – [Rafelski et al. 2015](#)) is much smaller than the MUSE PSF ($\approx 0.7''$) and, second, the constructed UV continuum images are only used to compare visually Ly α and UV spatial extents. Our UV continuum modelled based on the HST data (see Sect. 4.1) considers the HST PSF.

The method used to estimate the wavelength-dependent PSF of the udf-10 and mosaic data cubes is detailed in B17. It is best described as a two-dimensional Moffat distribution with a fixed beta parameter of 2.8 and a wavelength-dependent FWHM that we evaluate at the wavelength of each Ly α line.

Twenty-one of our objects are not in the [Rafelski et al. \(2015\)](#) HST catalogue and instead were discovered by ORIGIN; however, these 21 objects are visible in the HST image. Magnitudes and segmentation maps for these galaxies were calculated using NoiseChisel ([Akhlaghi & Ichikawa 2015](#)) and added to the MUSE UDF catalogues (see B17 and I17). Thirteen other Ly α emitters of our sample discovered by MUSE do not show any HST counterpart (e.g. object #6498 in Fig. 2). When comparing to the corresponding Ly α radial SB profiles, we treat these galaxies as point-like sources convolved with the MUSE PSF.

We could have constructed continuum images directly from the MUSE data cubes. However, this is only possible for the brightest objects as most of our objects have poor continuum S/N in the MUSE data cubes. In addition, source blending is important at the MUSE spatial resolution while at HST resolution most of our sources are well separated.

3.2. Surface brightness radial profiles

To visually compare the spatial extents of the UV and Ly α emission, we constructed radial SB profiles. We performed aperture photometry on the Ly α NB images and UV continuum images by averaging the flux in successive, concentric, one-pixel-wide annuli centred on the Ly α emission centroid. For the objects in our sample without HST counterparts, we compared Ly α radial SB profiles to the MUSE PSF radial SB profiles. The Ly α centroid was measured by fitting a simple 2D Gaussian to the Ly α NB image. In some cases, the centroid measured from the MUSE data is offset from the coordinates from the HST catalogue. The offsets are relatively small: less than 0.3'' for $\approx 95\%$ of our sample (median value $\leq 0.1''$). We therefore ignored these offsets when constructing SB profiles and assumed the UV and Ly α emission to be concentric. Errors on Ly α radial SB profiles were measured in each annulus using the estimated variance from the MUSE data cubes.

Figures 2 and 3 show a representative subsample of 14 objects from the mosaic and udf-10 fields. These objects were chosen to exhibit the diversity of the LAEs in terms of luminosity, line profile, and spatial extent. For each object we show the corresponding HST image we used for the study (see Sect. 3.1.2); the MUSE white light image, summed over the full MUSE data cube spectral range; the Ly α line, which is integrated in the HST counterparts mask convolved with the MUSE PSF (see the white contours on the white light image); the Ly α NB image (see Sect. 3.1.1); and the radial SB profiles. The UV continuum and PSF profiles have been re-scaled to the Ly α emission profile to aid the visual comparison.

Most of the objects show Ly α emission that is more spatially extended than the UV continuum. Some objects display a clear Ly α halo (e.g. objects #1185, #82, #1087, #53, and #6297) but for other objects the extended Ly α emission is not as obvious (objects #6498, #6534, or #218). Further analysis of the statistical significance of the detected Ly α haloes is presented in Sect. 5.1.

4. Ly α halo modelling

4.1. Two-dimensional two-component fits

Here, we describe how we characterize the spatial distribution of extended Ly α emission. Following W16, we fit Ly α emission with a two-dimensional, two-component exponential distribution using the Python/photutils package ([Bradley et al. 2016](#)).

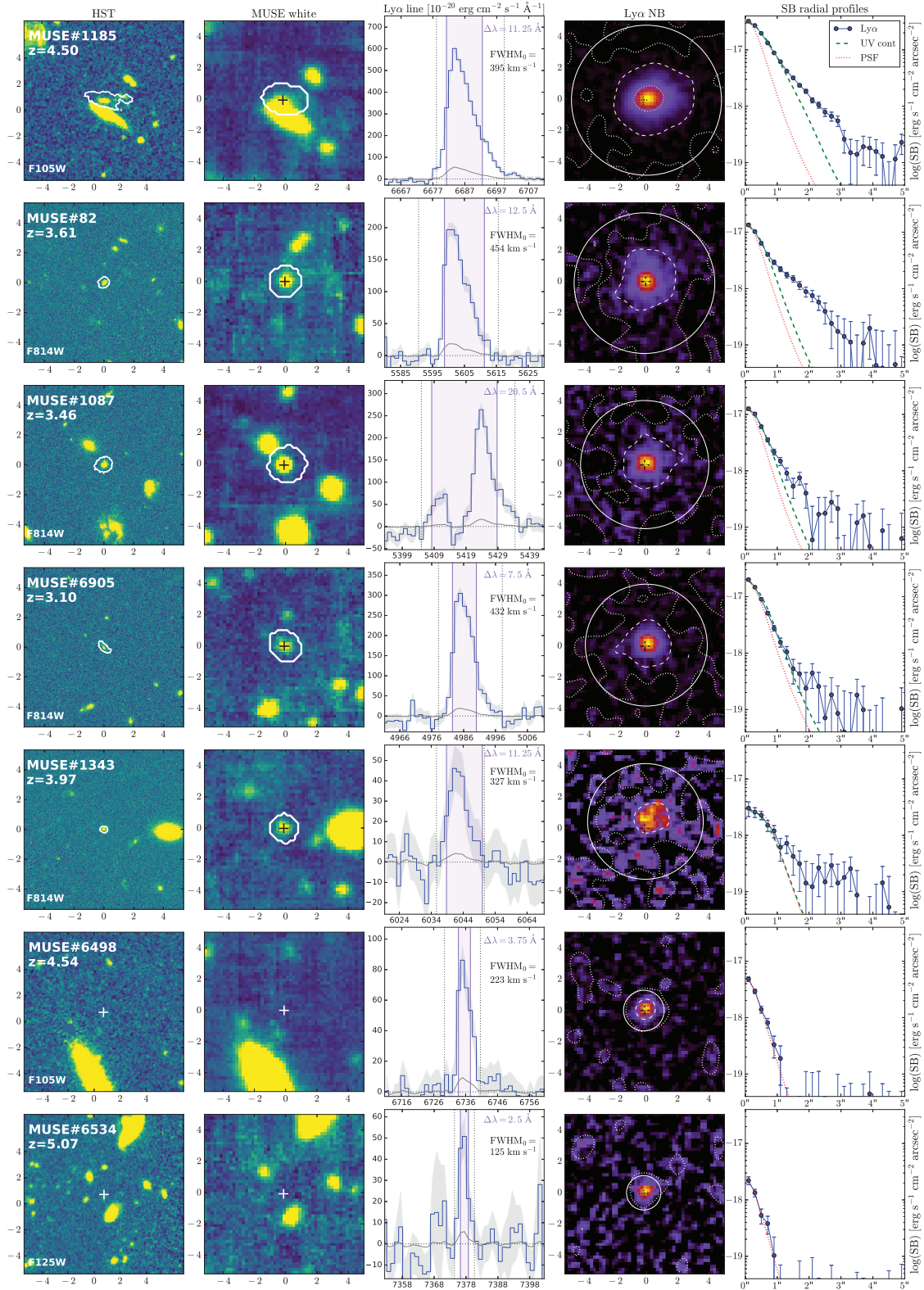


Fig. 2. Representative sample of 7 LAEs from the MUSE UDF mosaic field. Each row shows a different object. *First column:* HST image (see Sect. 3.1.2) of the LAE indicated by the contour of its HST segmentation mask or by a white cross if it is not detected in the HST images (axis in arcsec). The MUSE ID, z and the HST band are indicated. *Second column:* MUSE white-light image summed over the full MUSE spectral range (axis in arcsec). The white contours correspond to the HST segmentation mask convolved with the MUSE PSF. The HST coordinates (Rafelski et al. 2015) are indicated by the cross. *Third column:* Ly α line extracted in the HST segmentation mask convolved with the MUSE PSF. The purple area shows the NB image spectral width (indicated in purple). The two vertical black dotted lines indicate the bandwidth (in \AA) used to integrate the total Ly α flux (see Sect. 5.3.2). The rest-frame FWHM of the single-peaked lines is also indicated. *Fourth column:* Ly α narrowband image with SB contours at $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ (central dotted white), $10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ (dashed white), and $10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ (outer dotted white). The radius of the solid white circle corresponds to the measured CoG radius r_{CoG} (see Sect. 5.3.2). *Last column:* radial SB profiles of Ly α emission (blue), UV continuum (green), and the PSF (red).

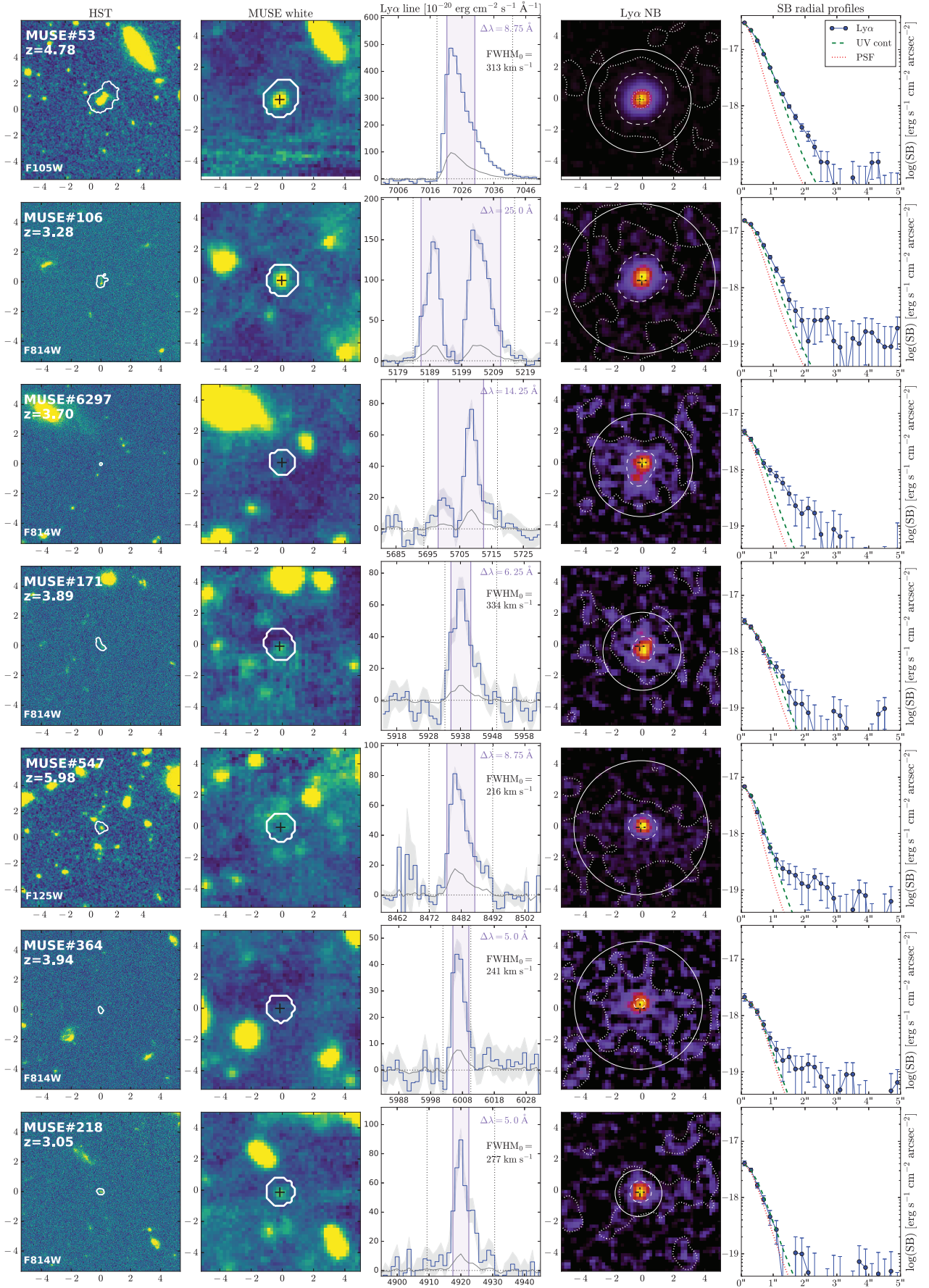


Fig. 3. Same as Fig. 2 but for 7 representative objects in the MUSE UDF udf-10 field. Similar illustrations for all the objects in our sample are available at <http://muse-vlt.eu/science/udf/>

Specifically, we decomposed the observed 2D Ly α distribution into central and extended exponential components using the HST morphological information as prior. The W16 work demonstrated that this decomposition is appropriate for characterizing Ly α haloes for a similar LAE sample. Adopting the same approach allows us to compare to their results directly.

The modelling is performed in two distinct steps:

1. First, the UV continuum is fit with a circular, 2D exponential distribution. We directly fit the HST image, chosen depending on the redshift of the object, (see Sect. 3.1.2) taking into account the corresponding PSF (Rafelski et al. 2015, Table 1). The HST counterpart of a given object was isolated by masking its surroundings using the HST segmentation mask. This first fit yields the continuum spatial scale length of each host galaxy. The Rafelski et al. (2015) HST segmentation mask was created by combining the detection maps of the object in several HST bands. It is therefore supposed to delimit the galaxy in a rather large area and thus include most of the UV flux. If the object is located in a crowded region, the mask can be smaller to allow the separation of the sources. This is however very rare because of the high resolution of the HST images. Moreover, we find that the extent of the HST segmentation mask has a small impact on the resulting scale length. This is because the fit is mainly driven by the central emission of the galaxy. Consequently, even if there are potential faint UV counterparts surrounding the galaxy, the scale lengths are not drastically different.
2. Second, the Ly α NB image is fit by a sum of two circular, 2D exponential distributions, fixing the scale length of the first component to the continuum distribution value. Hence, the first component corresponds to central, core emission and the second to emission from an extended halo. The fit takes into account the MUSE PSF by convolving the model with the PSF and the variance of each pixel in the image.

We thus have three parameters in total to fit the Ly α distribution: the halo scale length and fluxes of both the Ly α core and halo.

Figure 4 shows the best-fit model radial SB profiles, decomposed into core emission (green line), extended halo emission (blue line), and with the total emission shown in red. We overplot the Ly α SB radial profiles (black dots with error bars). For most of our objects, the modelled radial SB profiles are a good representation of the observed profiles. The 2D, two-component decomposition model therefore appears to be a good description of the Ly α distribution around LAEs. The W16 authors also found this decomposition to be consistent with their observed data.

4.2. Error estimation

We estimated errors on the best-fit halo scale length measurements. First, we generated 100 realizations of each best-fit model Ly α image by combining the noise-free model image with realizations of the estimated noise. The noise was assumed to follow a normal distribution with the variance at each pixel set equal to the variance of the corresponding pixel in the MUSE data cube. Each realization of a given object was then fit and the final error on the halo scale length was given by the standard deviation across the recovered scale lengths.

To estimate the error on the core scale length (which is instead fit to the HST image) we followed a similar procedure using 100 empty regions of the HST image as artificial noise.

4.3. Detection limit

4.3.1. Signal-to-noise limit

To estimate the limitations of our 2D decomposition, we fit a range of simulated Ly α distributions combined with random realizations of the noise again using the variance from the MUSE data cubes. The variance used here was estimated around 6000 Å in a 6 Å spectral window corresponding to the median NB image spectral bandwidth of our sample. This allows us to assess the S/N needed to measure Ly α halo properties reliably from our observed sample.

We considered simulated Ly α distributions with a fixed core scale length, $r_{S_{\text{cont}}}$, a fixed core flux, F_{cont} , a range of 5 halo scale lengths, $r_{S_{\text{halo}}}$ and a broad range of halo fluxes, F_{halo} . The fixed core values were set to the averages of our sample, $F_{\text{cont}} = 4.0 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and $r_{S_{\text{cont}}} = 0.06''$ (i.e. 0.3 MUSE pixel). We considered halo fluxes ranging from 1×10^{-20} to $2 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and a set of halo sizes, $r_{S_{\text{halo}}} = [0.2'', 0.4'', 0.6'', 1.0'', 1.4'', 1.8'', 2.2'']$ (i.e. [1, 2, 3, 5, 7, 9, 11] MUSE pixels). For each model Ly α distribution we generated 100 noise realizations and assessed the success rate for reliably recovering the halo size.

We find that halo sizes are reliably recovered above a $S/N \approx 6$. The S/N is measured inside an aperture corresponding to the CoG radius r_{CoG} , which represents the radius for which the averaged flux in a concentric 1-pixel annulus reaches the noise value (see Sect. 5.3.2). The smaller Ly α haloes are therefore less penalized by a S/N cut estimated within this aperture than if we had used a wide aperture that is identical for every object.

We also considered a range of core values ($r_{S_{\text{cont}}}$, F_{cont} , not shown here) and find that this value of the S/N limit is still appropriate. This S/N cut was thus adopted for the sample construction (see Sect. 2.2).

4.3.2. Size and flux limit

In addition to being limited in sensitivity by S/N, we are also limited in our ability to measure the sizes of very compact Ly α haloes by the MUSE PSF. To estimate the Ly α halo scale length below which we cannot trust our measurements, we again ran our modelled routine on several model Ly α distributions (with artificial noise based on the variance data cube). For each model object, we incrementally decreased the Ly α halo scale length until we could no longer recover the input value. We find that the resulting scale length limit corresponds to one quarter of the MUSE PSF FWHM. In practice, the halo scale length limit is a function of wavelength due to the PSF dependence on wavelength and thus on redshift. As such, we calculated the limit separately for each object in our observed sample, yielding values ranging from 0.85 kpc to 1.48 kpc. If the best-fit Ly α scale length was below the scale length limit, we considered the limit value as an upper limit.

We also tested our ability to detect the faint Ly α haloes reliably. We performed the same exercise as our S/N limit procedure (see previous subsection) and find as expected that our halo flux limit increases with the halo scale length. This is because the surface brightness shrinks as the total Ly α flux is preserved. Fixing the core component to the averages of our sample, we deduced that the halo flux limit corresponds to $9 \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and $5 \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ times the halo scale length for the mosaic and udf-10, respectively.

Ly α halo measurements and fitting results are given in Table B.1.

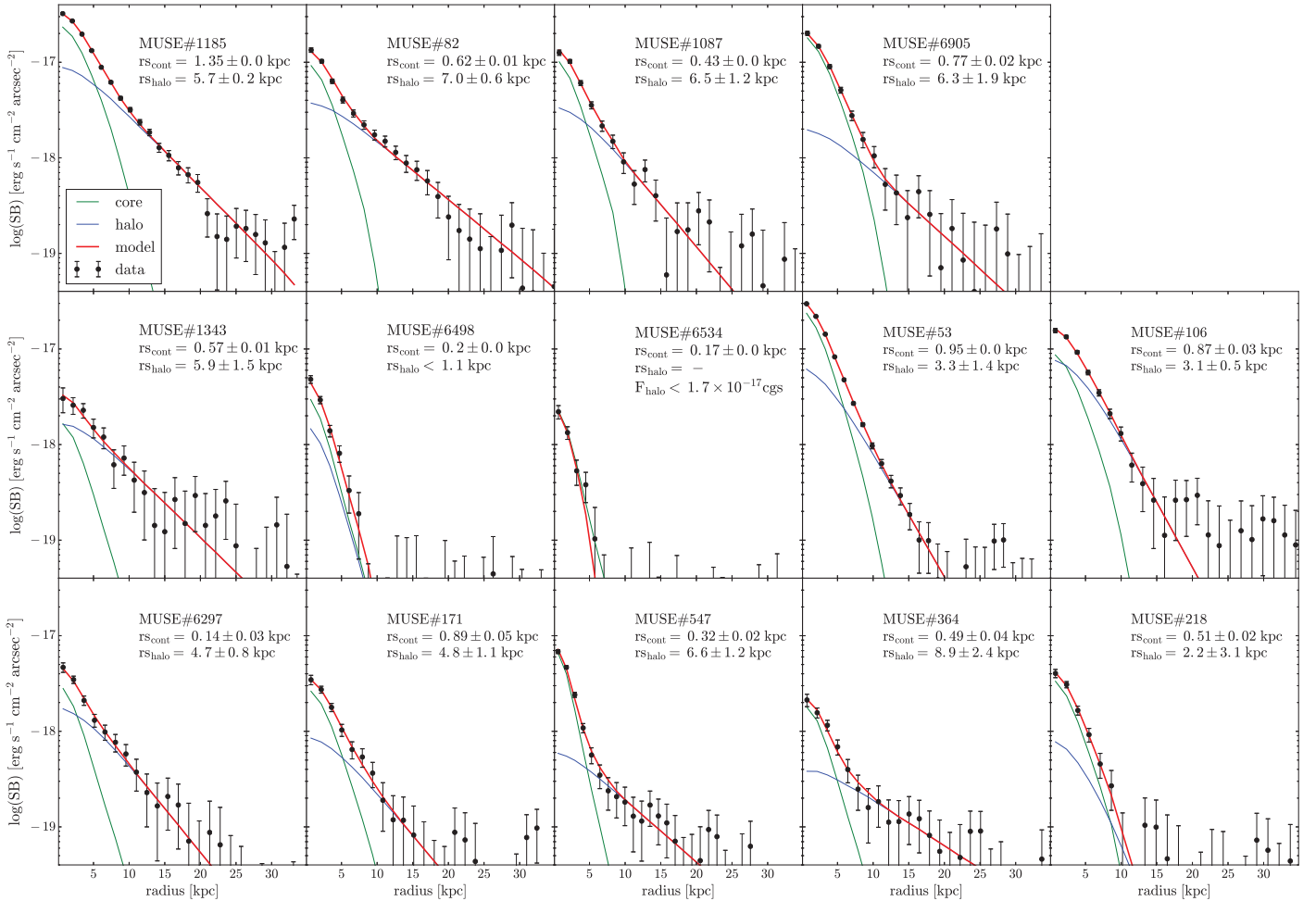


Fig. 4. Radial SB profiles of the modelled $\text{Ly}\alpha$ distribution decomposed into central (green lines) and extended (blue lines) exponential components. These are the same objects as in Figs. 2 and 3. The total radial SB profiles of the modelled $\text{Ly}\alpha$ emission are shown in red. For comparison, the observed radial SB profiles are overplotted as black points. The fit is performed on the 2D $\text{Ly}\alpha$ NB image and not on the 1D radial SB profiles shown. The best-fit scale lengths are indicated in physical kpc. Upper limits and detection limits are also indicated (see Sect. 4.3.2).

5. $\text{Ly}\alpha$ halo characteristics

In this section, we present the characteristics of our sample of $\text{Ly}\alpha$ haloes in terms of sizes, fluxes, spatial, and spectral shapes.

5.1. Statistical significance of the detected $\text{Ly}\alpha$ haloes

Of the 252 galaxies, 87 objects either have $\text{Ly}\alpha$ halo fluxes (62 objects), scale lengths (19 objects), or both (6 objects) below the detection limits (see Sect. 4.3.2). For the 19 objects with only the $\text{Ly}\alpha$ halo scale length below the detection limit, we use this value as an upper bound. The objects with $\text{Ly}\alpha$ halo fluxes below the detection limit are ignored in the rest of this section. This leaves us with a sample of 184 LAEs at this stage.

Following W16, in order to evaluate the statistical significance of the detected extended $\text{Ly}\alpha$ emission, we calculated the probability p_0 of the two scale lengths (galaxy and $\text{Ly}\alpha$ halo) to be identical by considering normal distribution. We consider a $\text{Ly}\alpha$ halo as detected if $p_0 \leq 0.05$. Figure 5 shows p_0 as a function of $\text{Ly}\alpha$ luminosity. Out of the 184 objects for which we have a $\text{Ly}\alpha$ halo scale length measurement, 20 do not show statistical evidence for extended $\text{Ly}\alpha$ emission, mainly due to the large errors on their size measurements. Interestingly, some of these are

relatively bright in $\text{Ly}\alpha$ (e.g. #218 in Fig. 3). Thirty objects have a $\text{Ly}\alpha$ halo with a very high significance ($p_0 \leq 10^{-5}$).

Finally, out of the objects for which we have reliable $\text{Ly}\alpha$ halo measurements and excluding the objects with only upper limits to their $\text{Ly}\alpha$ halo scale length, 145 galaxies have a statistically significant $\text{Ly}\alpha$ halo (116 and 29 from the mosaic and udf-10 field, respectively), which represents $\approx 80\%$ of the sample (145 out of 184 objects).

5.2. Halo sizes

Figure 6 shows the distribution of $\text{Ly}\alpha$ halo scale lengths for the 145 haloes that are considered to be statistically significant. This distribution contains scale lengths ranging from 1.0 to 18.7 kpc with a median value of 4.5 kpc. For reference, Xue et al. (2017; hereafter X17) measured similar halo scale lengths as our median scale length value; i.e. 5–6 kpc from their median stacking images of all LAEs. The W16 authors measured slightly smaller scale lengths, with a median value of 3.4 kpc, but still in good agreement with our results.

Figure 6 also shows an extended tail of large halo scale lengths (>7 kpc). These large haloes represent less than 12% (29 galaxies) of our total sample, plausibly explaining why they are not present in the smaller W16 sample.

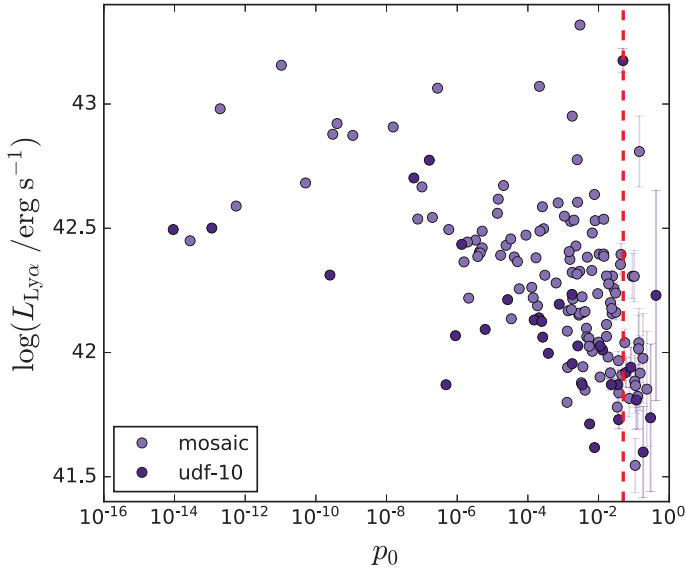


Fig. 5. $\text{Ly}\alpha$ luminosity vs. the statistical evidence for the presence ($p_0 \leq 0.05$) or absence ($p_0 > 0.05$) of a $\text{Ly}\alpha$ halo. Our p_0 threshold for a detection is indicated by the dotted red line. The value p_0 represents the probability of the two scale lengths to be identical (which would imply there is no $\text{Ly}\alpha$ halo). Light and dark purple symbols indicate the objects from the udf-10 and the mosaic data cubes, respectively.

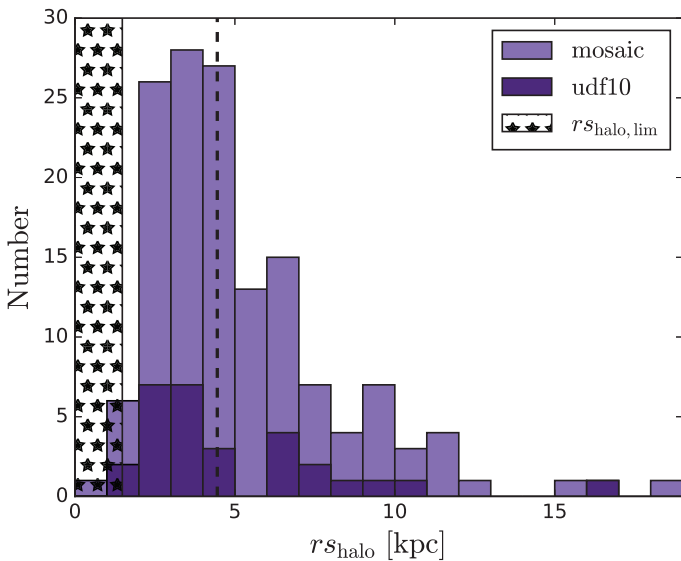


Fig. 6. Histogram of halo scale lengths resulting from the two-component model (see Sect. 4.1). The dashed line indicates the median values (4.5 kpc) of the total distribution. The star-filled area shows the detection limit range (see Sect. 4.3.2).

5.3. Fluxes and equivalent widths

5.3.1. $\text{Ly}\alpha$ flux and equivalent width fractions

Our 2D, two-component decomposition of the $\text{Ly}\alpha$ spatial distribution provides estimates of the decomposed flux from the core, F_{cont} , and from the halo, F_{halo} . The median halo flux is $\approx 5.4 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and $\approx 9.4 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ for the udf-10 and mosaic data cubes, respectively. Following the same approach as W16, we defined the $\text{Ly}\alpha$ halo flux fraction, $X_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}}$, as $F_{\text{halo}} / (F_{\text{halo}} + F_{\text{cont}})$, quantifying the contribution of the halo to the total $\text{Ly}\alpha$ flux. For galaxies with a UV continuum detection and with reliable $\text{Ly}\alpha$ halo scale length measurements,

we find halo flux fractions ranging from ≈ 17 to $\approx 99\%$ (with an average of 65%). Our results are in very good agreement with W16 (they find a mean value of 70%), although we find more haloes with small $\text{Ly}\alpha$ halo flux fractions than W16. This difference is likely due to our larger sample and to the improved quality of the UDF data cubes with respect to the HDFS (see Figs. 8 of B17).

Figure 7 shows the $\text{Ly}\alpha$ halo flux fraction as a function of the core and halo scale lengths and as a function of the total $\text{Ly}\alpha$ luminosity measured by the CoG method (see Sect. 5.3.2). In order to test for correlations, we calculated the Spearman rank correlation coefficients ρ_s (e.g. Wall 1996) and the corresponding p -values p_0 , which correspond to the probability of the null hypothesis that no monotonic relation exists between the two variables. The value ρ_s varies between -1 and $+1$, with 0 implying no correlation. The test does not take the error bars into account. We obtained ($\rho_s = -0.05$, $p_0 = 0.52$), ($\rho_s = 0.03$, $p_0 = 0.69$), and ($\rho_s = -0.15$, $p_0 = 0.05$) for the $X_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} - r_{s, \text{halo}}$, $X_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} - r_{s, \text{cont}}$, and $X_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}} - L_{\text{Ly}\alpha}$, respectively. We find no correlation between the fraction of $\text{Ly}\alpha$ emission in the halo and (i) the $\text{Ly}\alpha$ halo scale lengths (second panel); (ii) the UV continuum scale lengths (third panel); and (iii) the total $\text{Ly}\alpha$ luminosities (right panel).

Figure 8 shows the $\text{Ly}\alpha$ flux in the halo as a function of its halo scale length. Our limiting $\text{Ly}\alpha$ halo flux and scale length (see Sect. 4.3.2) are indicated. We find a clear correlation between these two properties ($\rho_s = 0.4$, $p_0 < 10^{-8}$). While this correlation is partially created by our halo flux limit (red lines), the correlation is still readily apparent for brighter haloes. The correlation is positive, such that $\text{Ly}\alpha$ haloes with larger scale lengths have higher halo fluxes.

5.3.2. Total $\text{Ly}\alpha$ flux and equivalent width

The $\text{Ly}\alpha$ flux was computed by integrating inside the circular aperture corresponding to the CoG radius. This radius (r_{CoG}) was determined by averaging the flux in successive annuli of 1 pixel thickness around the $\text{Ly}\alpha$ emission centre until a certain annulus for which the averaged flux reaches the noise value. The centre of this last annulus corresponds to r_{CoG} . From this aperture, we extracted a spectrum and integrated the flux corresponding to the $\text{Ly}\alpha$ line width; the borders of the line are set when the flux goes under zero. These spectral bandwidths are indicated by the vertical black dotted lines in the third panel of Figs. 2 and 3¹.

This method ensures that most of the $\text{Ly}\alpha$ flux is encompassed for each object, which is not the case if we use a single fixed aperture for all of the objects. Figure 1 (lower panel) shows the distribution of total $\text{Ly}\alpha$ fluxes for our sample, which spans 2 orders of magnitude from $1.74 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ to $1.12 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Rest-frame $\text{Ly}\alpha$ equivalent widths (EWs) were calculated using the UV continuum measured by Hashimoto et al. (2017; hereafter H17). The H17 authors performed careful UV continuum measurements using several HST bands (2 or 3 bands depending on the object). After cross-matching the respective catalogues, we obtained $\text{Ly}\alpha$ EW measurements for 155 of the 184 galaxies for which we have a halo scale length measurement.

¹ The spectra shown here were extracted using the HST segmentation map (for display purposes because of the higher S/N), whereas the bandwidth (indicated by dotted black lines) to measure the total $\text{Ly}\alpha$ flux were measured in spectra extracted in an aperture of radius r_{CoG} . This explains why the dotted black lines do not cross zero exactly when the spectra do.

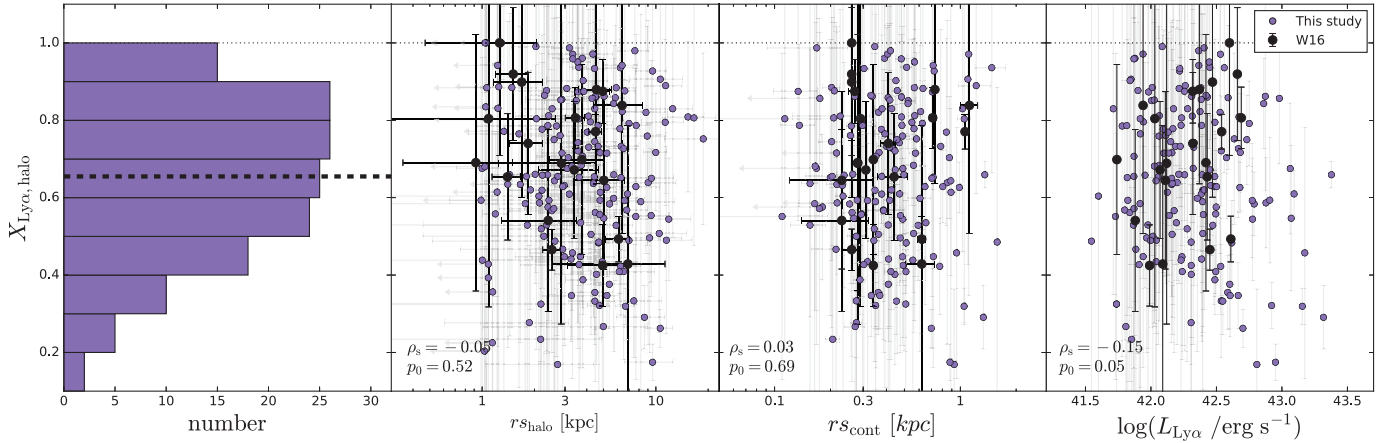


Fig. 7. Ly α halo flux fraction $X_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}$ as a function of Ly α halo and UV continuum scale lengths (*second and third panel*, respectively) and against total Ly α luminosity (*right panel*). The first panel shows the $X_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}$ distribution (objects without HST detection and with upper limit on their Ly α halo scale length are not included). The median value (0.65) is indicated by the black dashed line. Upper limits on the scale lengths are indicated by arrows. W16 measurements are indicated by the black points. Spearman rank correlation coefficients ρ_s and corresponding p_0 values for our results (excluding upper limits) and those of W16 are shown in each panel.

Figure 9 shows the distribution of Ly α halo scale lengths as a function of total Ly α luminosity and rest-frame Ly α EW. With respect to previous studies that employed stacking, our sample goes much deeper and we probe much smaller Ly α haloes. The Spearman rank correlation test provides $\rho_s = 0.222$ ($p_0 = 0.002$) for the $r_{\text{shalo}} - L_{\text{Ly}\alpha}$ relation and $\rho_s = 0.09$ ($p_0 = 0.29$) for the $r_{\text{shalo}} - EW_0$ relation.

We find a suggestion of a correlation between the Ly α scale length and total Ly α luminosity, albeit with very large scatter. In particular the bright LAEs tend to have large haloes ($r_{\text{shalo}} \geq 3$ kpc), whereas there is more dispersion at lower Ly α luminosities. The X17 authors found a clear correlation in their stacks corresponding to our bright LAEs whereas W16 found no such correlation. By computing the Spearman rank correlation coefficients for our objects in their luminosity range ($41.6 < \log(L_{\text{Ly}\alpha}) < 42.7$), we find no correlation either ($\rho_s = 0.07, p_0 = 0.59$).

We also do not find a correlation between halo sizes and rest-frame EWs. Both W16 and X17 found a similar result. As an aside, it is worth noting that some objects have very large EWs (exceeding 200 \AA). The H17 work provides for a detailed analysis of these objects.

5.4. Ly α line profiles

Next, we explore the connection between the spectral and spatial properties of the Ly α emission. The diversity of Ly α line profiles can be appreciated by looking at Figs. 2 and 3. While most of the lines are asymmetric and single peaked, others appear to be double peaked (see objects #1087 and #106 of Figs. 2 and 3, respectively). This diversity is directly reflected in the Ly α FWHM measurements, which span a large range from 118 to 512 km s^{-1} .

We performed the measurement of the Ly α FWHM only on the single-peaked Ly α lines so that objects with double-peaked profiles are excluded. If the blue peak is comparable in flux to the red peak, the Ly α line is referred to as a Ly α doublet (see object #106 in Fig. 3), whereas if the blue peak is much fainter, the feature is referred to as a blue bump (see object #1087 in Fig. 2). We carried out an inventory of the various line profiles encountered in our sample. Out of our 252 galaxies, 15 objects show a Ly α line with a blue bump and 8 objects have a Ly α doublet.

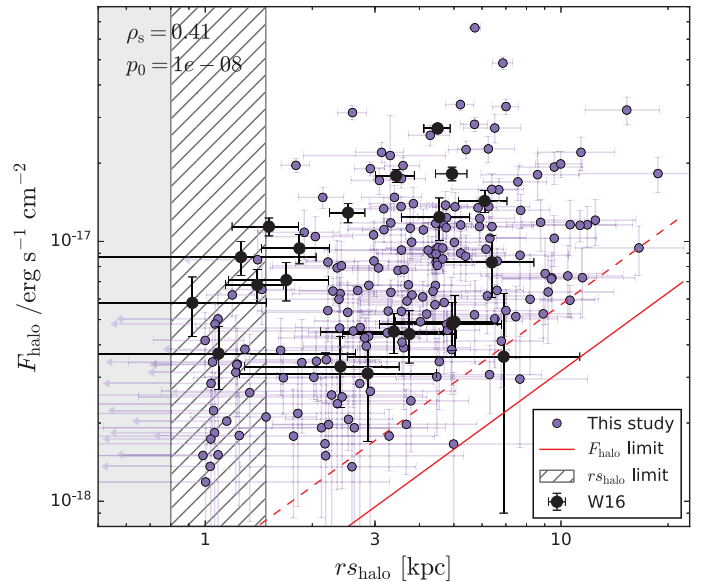


Fig. 8. Ly α halo flux as a function of halo scale length. Our limiting Ly α halo flux and scale length are indicated by the red lines (dashed for the mosaic and solid for udf-10 sample) and grey hashed area, respectively (see Sect. 4.3.2). Upper limits on the scale lengths are indicated by arrows. W16 measurements are indicated by the black points. Spearman rank correlation coefficients ρ_s and corresponding p_0 values for our results and those of W16 (excluding upper limits) are shown in each panel.

Put together, the double-peaked profiles therefore represent a small fraction ($<10\%$) of our sample. The halo properties of such double-peaked line objects are not significantly different from those of the rest of the sample.

We connect the FWHM of single-peaked Ly α lines with Ly α halo sizes in Fig. 10. The smallest Ly α haloes, for which we only have an upper limit on their scale length or halo flux (see Sect. 4.3.2) and the Ly α haloes with low statistical significance (see Sect. 5.1) appear to have a narrower Ly α line ($<350 \text{ km s}^{-1}$), whereas the galaxies with significant extended Ly α emission span a wider range of FWHM values.

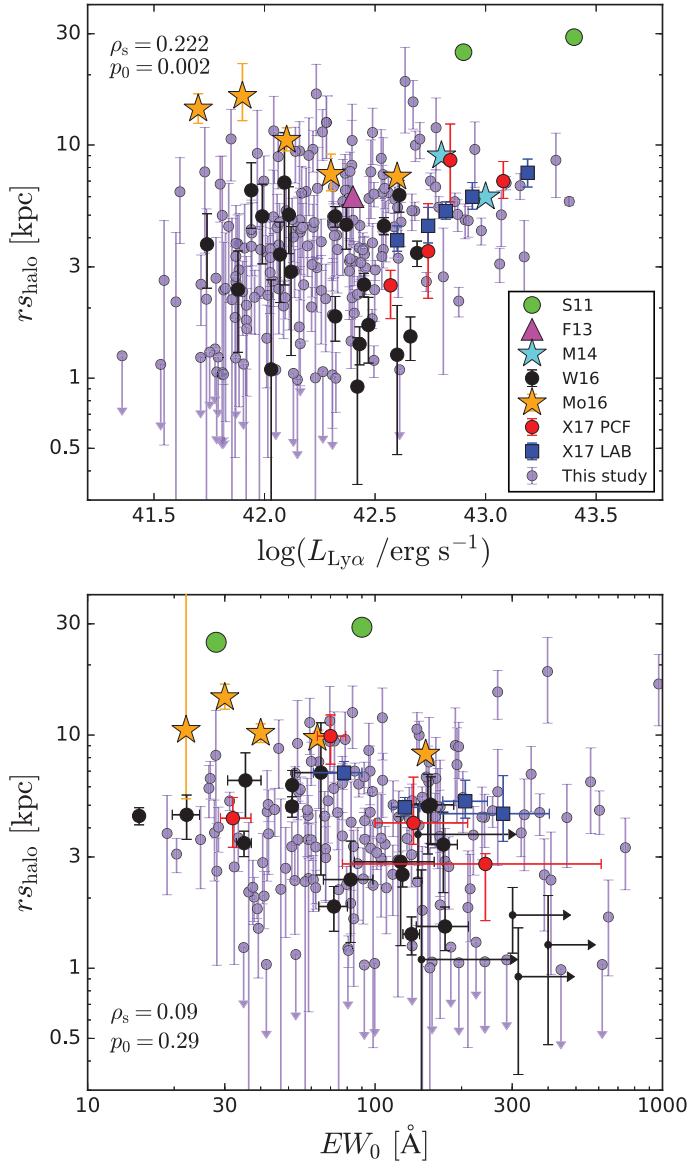


Fig. 9. Halo scale length plotted as a function of total Ly α luminosities (*upper panel*) and total rest-frame Ly α EW (*lower panel*). Only the 121 LAEs with the EWs from the H17 sample are included for the *lower panel*. Our results are shown by the purple dots while W16 results correspond to the black dots. Arrows show upper limits. Values from studies using stacking methods are indicated by coloured symbols: X17 (red circles for their stacked images of LAEs from a protocluster field (PCF), and blue squares around a Ly α blob (LAB)), Momose et al. (2016, orange), Momose et al. (2014, blue), Feldmeier et al. (2013, magenta), and Steidel et al. (2011, green). Spearman rank correlation coefficients ρ_s and corresponding p_0 values for our results and those of W16 (without upper and lower limits) are shown in each panel.

Figure 11 shows the Ly α EW plotted against the FWHM, colour coded by the Ly α halo flux fraction. We show in this figure only the 121 objects with a statistically significant Ly α halo (see Sect. 5.1) and an EW measurement (see Sect. 5.3.2). It is also apparent that we do not find evidence for a significant anti-correlation between the EWs and the FWHMs of the Ly α lines ($\rho_s = -0.21$, $p_0 = 0.02$).

The objects that have less than 30% of their total Ly α flux in the halo appear to have narrower Ly α lines than the rest of the sample ($<300 \text{ km s}^{-1}$). Certainly, the objects with a large

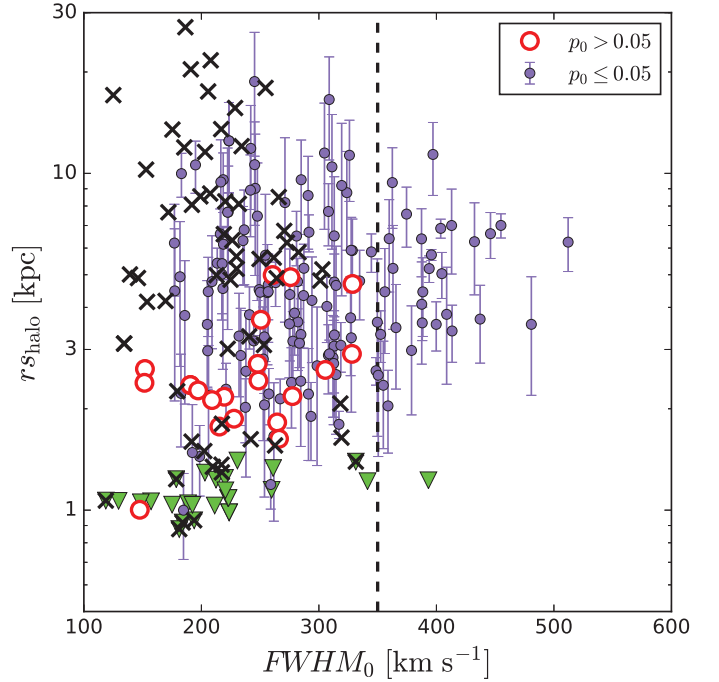


Fig. 10. Ly α halo scale length plotted as a function of rest-frame FWHM of the Ly α line. The purple dots correspond to the objects that have a high significant Ly α halo ($p_0 \leq 0.05$). Most of the objects without a significant Ly α halo ($p_0 > 0.05$, see Sect. 5.1, red circles) or with upper limits on their halo properties (green triangles for scale lengths, black crosses for halo fluxes – see Sect. 4.3.2) show a Ly α line narrower than 350 km s^{-1} (black dashed line).

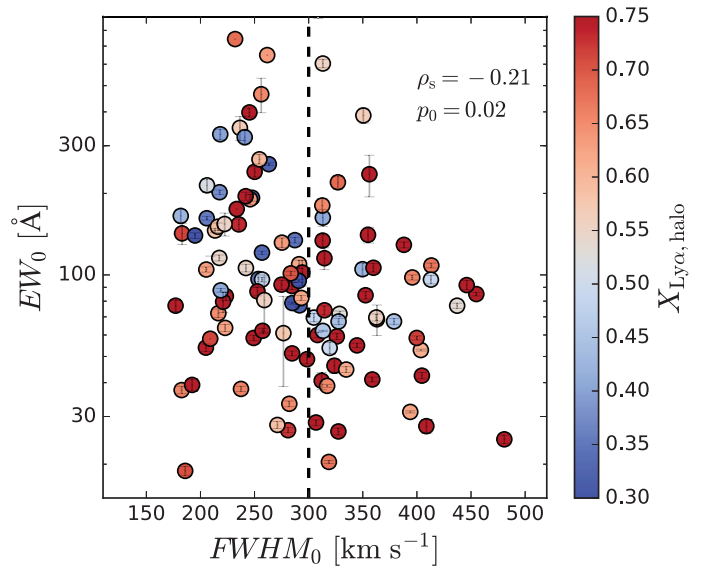


Fig. 11. Ly α equivalent width as a function of rest-frame FWHM of the Ly α line. Points are colour coded by Ly α halo flux fraction ($X_{\text{Ly}\alpha, \text{halo}}$). We only show the objects with a statistically significant Ly α halo ($p_0 \leq 0.05$, see Sect. 5.1).

Ly α line width ($>400 \text{ km s}^{-1}$) have small EW ($<100 \text{ \AA}$) and $>50\%$ of the Ly α flux is in the halo.

6. Connecting host galaxies to Ly α haloes

In this section, we investigate the connection between Ly α properties and the properties of the host galaxies. First we

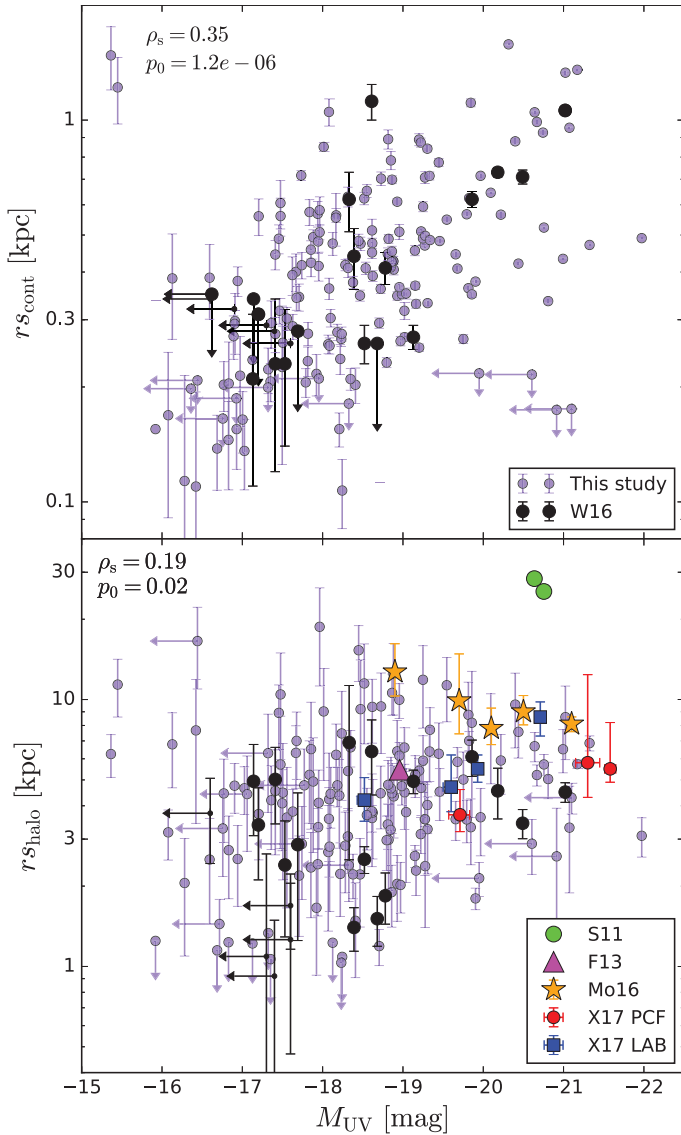


Fig. 12. UV continuum scale length (*upper*) and Ly α halo scale length (*lower*) as a function of absolute far-UV magnitude. Only the objects with a statistically significant Ly α halo are shown (see Sect. 5.1). Upper limits on the scale lengths and UV magnitudes are indicated by arrows. The W16 measurements are shown in black, Steidel et al. (2011) by green dots, Feldmeier et al. (2013) by magenta triangles, Momose et al. (2016) by orange stars, and X17 by red points (LAEs from a protocluster field “PCF”) and blue squares (LAEs around a Ly α blob “LAB”). Spearman rank correlation coefficients ρ_s and corresponding p_0 values for our results and those of W16 (without upper limits) are shown in each panel.

consider the general UV properties. We then compare galaxy and Ly α halo sizes. Finally, we explore the coevolution of UV and Ly α halo sizes with redshift.

6.1. UV properties

The upper panel of Fig. 12 shows the expected correlation ($\rho_s = 0.35$, $p_0 \sim 10^{-6}$) between the UV sizes and UV magnitudes of galaxies (Shibuya et al. 2015). The lower panel shows Ly α halo scale length as a function of absolute far-UV magnitude. According to the Spearman test coefficient ($\rho_s = 0.19$, $p_0 = 0.02$), there is a suggestion of a positive correlation between the Ly α halo size and UV magnitude for our selected sample of LAEs albeit

the scatter is large. If the correlation is real, it would agree with the results of X17 who found that Ly α halo sizes are positively correlated with UV luminosities. Similarly, W16 found that UV-luminous galaxies ($M_{UV} < -19$) tend to have Ly α haloes with larger scale lengths ($r_{s_{\text{halo}}} \gtrsim 3$ kpc). This result is also observed in our larger sample.

6.2. Comparison of sizes

Next we compare the UV continuum and Ly α emission scale lengths resulting from our 2D two-component model. Figure 13 shows the Ly α halo scale lengths plotted as a function of UV continuum scale length. First, according to the Spearman correlation test, Ly α scale lengths are positively correlated ($\rho_s = 0.32$, $p_0 \sim 10^{-5}$) with galaxy UV sizes (albeit with large scatter). Indeed, the Ly α scale lengths are always between ≈ 4 and >20 times larger than the continuum scale length with a median size ratio of 10.8 (the lower quartile at 6.0 and the upper percentile at 19.1). This result is in very good agreement with W16, albeit this scatter in the ratio of scale lengths exceeds the range from their sample. This plot also shows that we do not detect any LAEs without a Ly α halo. This is valid for 145 galaxies (80%) of our sample given that the remaining 39 galaxies (20%) only have either upper limits (grey area) or large error bars on their halo scale lengths (empty circles in Fig. 13 upper panel). As such, we can only confirm the absence of a Ly α halo around a galaxy larger than this size limit (i.e. $r_{s_{\text{cont}}} \gtrsim 1$ kpc; see Sect. 4.3.2). This condition is shown as the green area in Fig. 13. The dashed areas show the range of our wavelength-dependent detection size limit (see Sect. 4.3.2).

6.3. Size evolution

The evolution of both the UV and Ly α halo sizes is shown in Fig. 14. While the UV size of galaxies decreases with redshift as expected (Shibuya et al. 2015), we do not find that Ly α halo sizes show significant evolution between redshifts 3 and 6. The W16 authors found that Ly α halo sizes decrease with increasing redshift. However, their sample at $z > 5$ consists only of five galaxies and the dispersion is large. Because we do not have enough objects in the higher redshift bin, we conclude that there is currently no clear evidence supporting an evolution of Ly α halo sizes with redshift above $z = 3$. Momose et al. (2014) also investigated the size evolution of their stacked LAEs, finding no evidence for evolution of Ly α halo sizes from $z = 2.2$ to $z = 5.7$ and a possible but very uncertain increase from $z = 5.7$ to $z = 6.6$. This result implies a higher Ly α /UV scale length ratio at high redshift and hence suggests that the fraction of CGM probed by the Ly α emission is actually increasing with redshift as the galaxies are known to be more compact and less massive as high redshift (Shibuya et al. 2015).

We now compare our scale length measurements with 12 local starburst galaxies ($0.028 < z < 0.18$) from the LARS sample (Hayes et al. 2013; Guaita et al. 2015). These authors measured the spatial extent of the Ly α emission using the Petrosian 20 percent radius R_{p20} (Petrosian 1976) and compared to the corresponding radius measured from H α . Similar to the high-redshift galaxies, some local galaxies show extended Ly α emission (seven galaxies according Hayes et al. 2014). Their resulting Ly α /H α size ratios range from 1 to 3.6, with an average of 2. For comparison, we also calculate the Petrosian radii of our galaxies. As in W16 (see their Fig. 12), our galaxies at $z > 3$

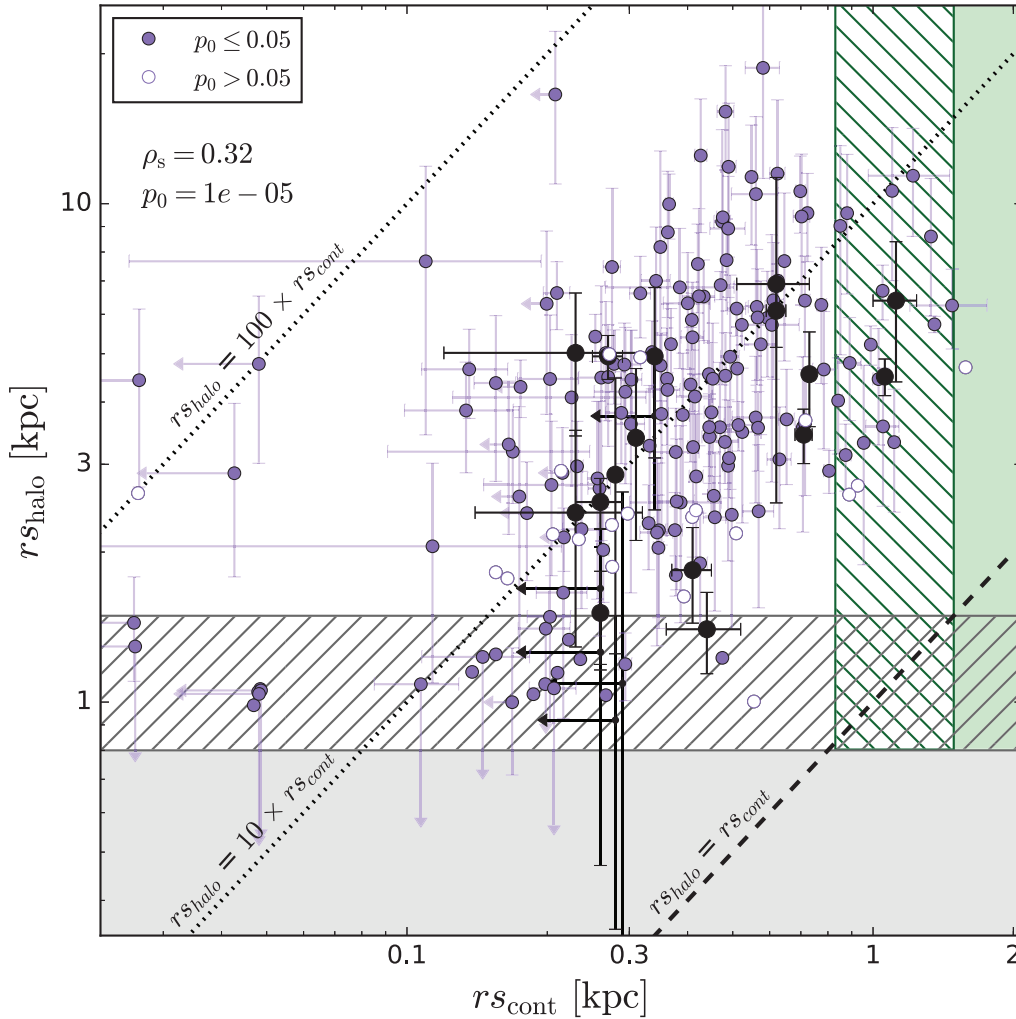


Fig. 13. $\text{Ly}\alpha$ halo scale length as a function of UV continuum scale length. The grey area corresponds to the $\text{Ly}\alpha$ halo range for which we cannot reliably measure the $\text{Ly}\alpha$ halo size (see Sect. 4.3.2). This wavelength-dependent size limit spans from 0.85 kpc to 1.48 kpc and is represented by the grey hatched area (see Sect. 4.3.2). The green area shows the objects for which we would be able to detect the absence of a $\text{Ly}\alpha$ halo with our data. This limit also depends on the wavelength and is shown by the green dashed area. The black dashed line corresponds to a size ratio of 1 (meaning no halo). The two dotted lines indicate ratios of 10 and 100 as indicated in the figure. Upper limit scale lengths are indicated by arrows and objects without a statistically significant $\text{Ly}\alpha$ halo are shown by empty symbols. The W16 results are shown with black points. Spearman rank correlation coefficients ρ_s and corresponding p_0 values for our results and those of W16 (without upper limits) are shown in each panel.

appear to have $\text{Ly}\alpha$ haloes with larger Petrosian radii as well as higher $\text{Ly}\alpha/\text{UV}$ size ratios than local galaxies.

7. Discussion

7.1. Probing the CGM

7.1.1. Ubiquity of $\text{Ly}\alpha$ haloes around LAEs

The high fraction of LAEs with a significant $\text{Ly}\alpha$ halo ($\approx 80\%$) demonstrates that $\text{Ly}\alpha$ haloes are a common property of LAEs at high redshift. As such, this also suggests that the CGM has a rich “cold” gas content. Theoretical analyses and numerical simulations indeed predict that neutral hydrogen should be present around high-redshift star-forming galaxies (e.g. Kereš et al. 2005; Fumagalli et al. 2011; Faucher-Giguère et al. 2015). Our results therefore appear consistent with the canonical vision of the galaxy formation at high- z . For the remaining 20% we have only upper limits or very uncertain $\text{Ly}\alpha$ halo size measurements, which prevents us from drawing firm conclusions.

That such a result is not seen for local galaxies (cf. LARS sample; Östlin et al. 2014; Hayes et al. 2013, see Sect. 6.3) underlines that there is a clear evolution of the CGM across cosmic time. In the LARS sample, $\text{Ly}\alpha$ haloes are only detected in 50% of cases (Hayes et al. 2014). Moreover, Hayes et al. (2013) found the $\text{Ly}\alpha$ emission to be more extended than the UV continuum by a factor of 2.4 on average (interstellar medium scales), whereas we find a factor of ≈ 10 for our sample (CGM scales). This difference could be due to an evolution of the $\text{Ly}\alpha$ escape fraction with redshift, possibly due to dust content evolution (Hayes et al. 2011; Dijkstra & Jeon-Daniel 2013) or because of sensitivity limitations. This can also suggest that the contribution of the mechanisms powering the $\text{Ly}\alpha$ haloes evolves with cosmic time.

This study is limited to $\text{Ly}\alpha$ emitters. In future work, we intend to search for extended $\text{Ly}\alpha$ emission around individual galaxies that were not detected based on their $\text{Ly}\alpha$ line (i.e. LBGs). For example, Steidel et al. (2011) detected extended $\text{Ly}\alpha$ emission around a stacked $\text{Ly}\alpha$ absorber galaxies sample and around massive LBGs. This promising result motivates us

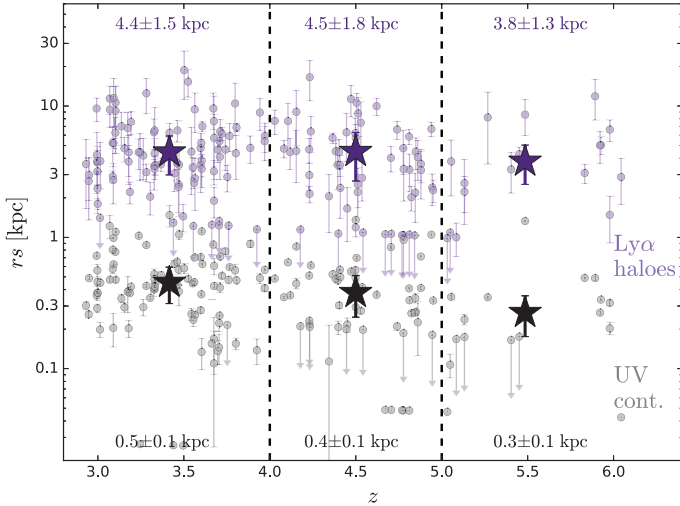


Fig. 14. Ly α halo (purple dots) and UV continuum (grey dots) scale lengths as a function of redshift. The median scale lengths in 3 redshift bins ($z < 4$, $4 \leq z < 5$, $z \geq 5$) of both Ly α and UV continuum emission are indicated by the star symbols (error bars correspond to the median absolute deviation). The corresponding numerical values are given at the top and bottom of the figure for the Ly α and UV continuum emission, respectively. The objects with scale length upper limits are not taking into account for the median calculations.

to search for Ly α haloes around all high-redshift galaxies with MUSE.

7.1.2. Ly α halo size – host galaxy correlations

Supposing Ly α haloes are a general property of star-forming galaxies, it is interesting to know how the halo sizes correlate with other properties of the host galaxies. We searched for such correlations in Sect. 6. Both the Ly α halo flux and scale length seem to correlate with both UV magnitude and scale length, suggesting that the Ly α halo properties are actually linked to the UV properties of the host galaxy. Consequently, this may suggest that the star formation rate directly influences the powering of the Ly α haloes. Also, if the trends are real, the correlations suggest that the UV-brighter objects are associated with different physical conditions, such as kinematics, gas content, and distribution, which favour the production of Ly α haloes compared to the fainter objects from our sample.

7.1.3. Ly α spatial extent versus virial radius of DM haloes

We now attempt to assess the maximum CGM scales that are traced by Ly α emission as a function of UV magnitude. To do so, we compare the maximum detected extent of the Ly α haloes (measured using the CoG method) with the virial radius of the dark matter (DM) haloes of galaxies predicted by the semi-analytic model of Garel et al. (2015; see contours in the upper panels of Fig. 15). We compare those two extents for four different redshift bins ($z \approx [3, 4, 5, 6]$). In the lower panel, the purple dotted lines indicate the median value of the ratio of CoG radii over the mean virial radii $r_{\text{CoG}} / \langle r_{\text{vir}} \rangle$ in each redshift bin. This ratio appears to increase with redshift (ratio median values of [57%, 64%, 69%, 87%] for median redshift bins of [3.2, 3.8, 4.8, 5.9]) suggesting that Ly α emission is probing a larger percentage of the CGM towards high redshift. This is not surprising because our measured Ly α halo sizes do not show any evolution with redshift while the Garel et al. (2015) model predicts that, at

fixed M_{UV} , galaxies reside in smaller DM haloes at higher redshift.

While a weak anti-correlation can be guessed, the fraction of CGM probed by the Ly α emission is fairly constant with UV magnitude in each redshift bin.

Our Ly α haloes therefore reach on average more than $\geq 50\%$ of the predicted virial radius of their host galaxy (irrespective of M_{UV}) and go even beyond for higher redshift. This result demonstrates that the Ly α emission is a powerful tracer of the gas located inside the virial radius (e.g. the CGM) but not at larger scales (e.g. IGM) considering our current detection capacities.

7.2. Origin of the Ly α haloes

Taking advantage of our large statistical sample, we now attempt to assess the contribution of the different proposed Ly α emission processes that could be responsible for our observed Ly α haloes. For each process, we review the emission mechanism, discuss the expected observational signatures and, where possible, compare these expectations with our results.

7.2.1. Stellar origin with scattering in an outflowing medium

The scattering of Ly α photons produced in star-forming regions is one of the candidates to explain Ly α haloes. For this mechanism, Ly α photons are produced by recombination associated with the stellar UV radiation in the HII regions of galaxies. A fraction of those Ly α photons can be absorbed by interstellar dust but the escaping photons scatter into the surrounding neutral hydrogen gas and can be redirected towards the observer, leading to the observed Ly α haloes.

The main question is therefore whether the stellar content of the galaxies produces enough ionizing photons to power the observed Ly α emission. In a similar approach to W16 (see their Sect. 7.2 for more details), the condition to be tested is a condition on the Ly α EW as this quantity gives a direct comparison between the continuum and Ly α fluxes. The maximum dust-free Ly α EW estimated for a stellar origin ranges from ≈ 50 to 200 \AA (Charlot & Fall 1993). While $\approx 17\%$ of our sample has Ly α EWs higher than 200 \AA , which suggests that Ly α photons do not only come from the HII regions, most of our galaxies have Ly α EWs lower than 200 \AA . This suggests that the stellar UV continuum alone can power the haloes. In any case, given that the EW depends on stellar metallicity and initial mass function and can be affected by bursty star formation histories (Schaerer 2003; Raiter et al. 2010), the objects with $EW > 200 \text{ \AA}$ values may be interpreted without invoking other Ly α production channels. A more detailed discussion of the objects in our sample with large Ly α EWs is presented in H17.

Information is also encoded in the spectral shape of the Ly α line. Looking at our sample, most of our Ly α spectra show a single asymmetric line, as expected for Ly α scattering processes in outflowing media (Verhamme et al. 2006; Dijkstra & Kramer 2012; Yang et al. 2016). Outflows facilitate the escape of Ly α photons emitted in star-forming regions from the ISM (Dijkstra et al. 2006; Verhamme et al. 2012; Behrens et al. 2014; Behrens & Braun 2014) and can therefore be responsible for the observed Ly α haloes. Some observational evidence has been found supporting this scenario in local galaxies (e.g. Bik et al. 2015; Herenz et al. 2016). However, the Ly α spectra do not indicate where the Ly α photons are produced. Indeed, they can be produced either in HII regions well within the galaxy and then scatter in the CGM or ISM (some very compact

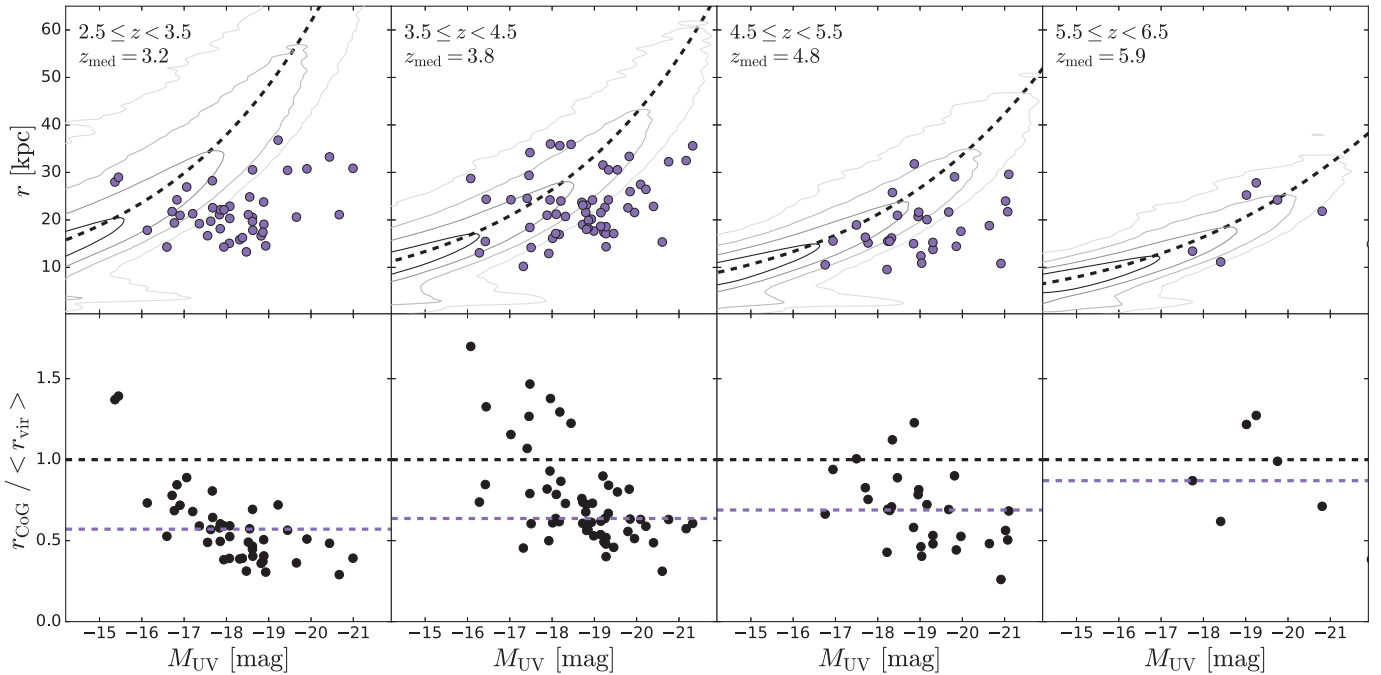


Fig. 15. *Upper panels:* maximum radius of the Ly α haloes detected using the CoG method as a function of the absolute UV magnitude of their host galaxy. The grey contours correspond to the predicted virial radius/UV magnitude relation predicted by a semi-analytic model (Garel et al. 2015, contours at 10^{-2} , 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} percent of the total number of modelled galaxies). The dashed black line corresponds to a polynomial fit of the distribution of the simulated galaxies. Each panel corresponds to a different redshift bin. The plot aims to show what cold CGM scale we probe with Lyman alpha emission. *Lower panels:* ratio of the predicted median virial radius at a given UV magnitude over the measured CoG radius of individual objects, plotted as a function of absolute UV magnitude in different redshift bins. The median values are indicated by the dashed purple lines.

LAEs do show asymmetric Ly α line profiles) or in the CGM and still scatter within the CGM producing asymmetric lines (Cantalupo et al. 2005). Analyses of spatially resolved spectra along with Ly α transfer simulations should however be able to help disentangle between the different effects.

If the observed Ly α haloes are powered by Ly α radiation produced inside the galaxies and scattered outwards, we expect the spatial and spectral properties of these haloes to correlate (Verhamme et al., in prep.). In particular, the halo flux fraction is predicted to increase with the spectral shift of the peak and the FWHM of the Ly α line. Figure 11 however does not show such a trend.

Hence, our results indicate that the scattering of Ly α photons created in HII regions can contribute to the powering of Ly α haloes but it is difficult to quantify their contribution.

7.2.2. Gravitational cooling radiation

Another scenario to explain the extended Ly α emission is the so-called “cooling radiation” (e.g. Haiman et al. 2000; Fardal et al. 2001; Furlanetto et al. 2005). In this process, Ly α photons are emitted by collisionally excited circum-galactic gas, which converts gravitational energy into kinetic and thermal energy as it falls into the DM halo potential. Cooling radiation has been postulated to come into play at large radii, where the Ly α photons are less likely to be absorbed by dust (Fynbo et al. 2001; Fardal et al. 2001). However, because the density is higher at the centre of the DM halo and the Ly α emissivity resulting from cooling is proportional to the density squared if the gas is warm enough, the Ly α emission is expected to be centrally concentrated (as found in Rosdahl & Blaizot 2012). The bulk of the Ly α radiation that we would observe from such a geometry would

therefore have scattered outwards through an infalling scattering medium.

A number of other theoretical analyses have been carried out to predict the expected cooling radiation contribution (Furlanetto et al. 2005; Dijkstra & Loeb 2009; Faucher-Giguère et al. 2010; Rosdahl & Blaizot 2012). Such numerical simulations are nevertheless difficult to perform as they require high resolution and expensive radiative transfer treatments. Recently, Lake et al. (2015) performed hydrodynamic and radiative transfer simulations of LAEs and found that star formation accounts for the origin of the majority of diffuse Ly α emission but that cooling radiation can also have a significant contribution; i.e. 40–55% of the total Ly α luminosity within distances up to the LAE virial radius.

According to theoretical predictions (Dijkstra et al. 2006) and confirmed by numerical experiments (Trebitsch et al. 2016), for Ly α radiative transfer in a cooling gas, the resulting Ly α line is expected to be blueshifted with a blue tail with respect to the centre of the line. The effect of IGM absorption, however, even at the redshifts considered here, can have a significant impact on the blue side of the Ly α line profile (Laursen et al. 2011). Most of our objects do not show any of the non-resonant lines needed to determine the systemic redshift of the galaxy and so to precisely measure such a blue shift. However, looking at our sample, none of our LAEs shows a clear single-peaked asymmetric line towards the blue. The predicted blueshifted feature could be manifested as the blue bumps observed for 10% of our LAEs. Such lines indeed show a shifted blue peak and an enhanced red peak, suggesting that cooling radiation cannot fully account for the shape of the Ly α lines. However, some theoretical predictions are obtained by averaging over all directions, which is of course not the case for observed spectra. Moreover, the line

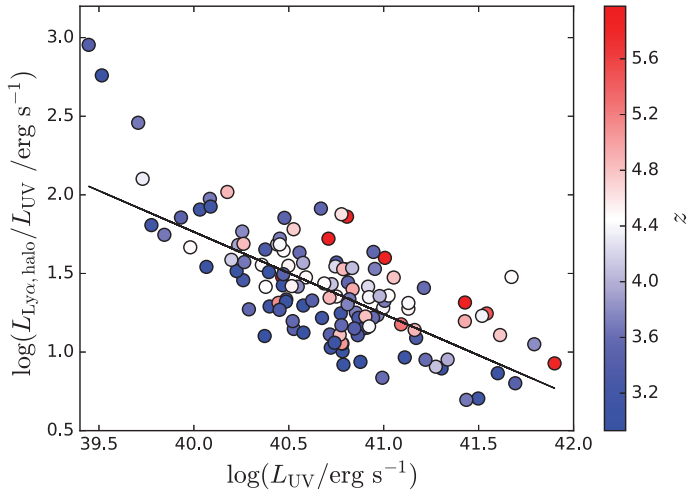


Fig. 16. $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}/L_{\text{UV}}$ ratios plotted against the UV luminosities at 1500 \AA colour coded by the redshift. The black solid line indicates a robust linear fit with a power-law exponent -0.52 ± 0.05 leading to the relation $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}} \propto L_{\text{UV}}^{0.45}$.

of sight can strongly impact the line profiles (Verhamme et al. 2012; Gronke & Dijkstra 2014). As such, the spectral features of the $\text{Ly}\alpha$ line should be interpreted with caution here.

Alongside $\text{Ly}\alpha$ spectral properties, $\text{Ly}\alpha$ luminosities also provide crucial information. Both Rosdahl & Blaizot (2012) and Dijkstra & Loeb (2009) predict the $\text{Ly}\alpha$ luminosity produced by cooling radiation in a $10^{11} M_{\odot}$ DM halo to be $5 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. As our $\text{Ly}\alpha$ halo luminosities ($L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}$) are higher, this suggests that cooling is not the only process producing the $\text{Ly}\alpha$ halo emission or that the bulk of our LAEs reside in DM haloes more massive than $\approx 10^{11} M_{\odot}$. This latter option is unlikely, however. In Fig. 16, we plot the UV luminosity (L_{UV}) to $\text{Ly}\alpha$ halo luminosity ratio as a function of L_{UV} for the sources in our sample². First, the anti-correlation between $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}/L_{\text{UV}}$ and L_{UV} shows that the halo component contributes more in UV-faint galaxies than in brighter UV sources. Interestingly, this trend may actually reflect the so-called ‘‘Ando effect’’, i.e. the fact that faint M_{UV} objects appear to have large $\text{Ly}\alpha$ EW³, which is commonly observed at high redshift (Ando et al. 2006, H17). Second, we perform a robust linear fit to the data and we measure a slope of -0.52 ± 0.05 for the $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}/L_{\text{UV}}$ versus L_{UV} relation. This corresponds to $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}} \propto L_{\text{UV}}^{0.45}$ and denotes that UV bright galaxies in our sample have more luminous $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}}$ haloes. This result can be directly compared to the predictions of Rosdahl & Blaizot (2012) who only considered cooling radiation at $z = 3$. These authors found a slope of 0.625 (if we assume UV luminosity proportional to the square of the DM halo mass), which is different from our result but not so dissimilar. Hence we cannot rule out this scenario. In the ‘‘scattering from HII regions’’ scenario, one would expect that the flux in the $\text{Ly}\alpha$ halo would globally scale with the number of $\text{Ly}\alpha$ photons that escape the galaxy, i.e. L_{UV} times the $\text{Ly}\alpha$ escape fraction from the ISM. We should therefore observe $L_{\text{Ly}\alpha,\text{halo}} \propto L_{\text{UV}}$; if all galaxies have the same $\text{Ly}\alpha$ escape fraction and if there are more neutral hydrogen atoms in the CGM than $\text{Ly}\alpha$ photons from the galaxies. It is worth noting however that varying dust content or ISM column density could strongly

² We plot here the UV/ $\text{Ly}\alpha$ luminosity ratios on the y -axis to get rid of the luminosity distance on one of the axes. This ensures that the correlation is not artificially created by the redshift.

³ This is because most of the $\text{Ly}\alpha$ flux ($\approx 70\%$) comes from the halo (see Sect. 5.3.1).

affect this relation by introducing a UV magnitude-dependent $\text{Ly}\alpha$ escape fraction.

Put together, our analysis does not allow us to give a firm conclusion about the contribution of cooling radiation in the production of $\text{Ly}\alpha$ haloes.

7.2.3. $\text{Ly}\alpha$ fluorescence

Another possible origin for the $\text{Ly}\alpha$ haloes is the $\text{Ly}\alpha$ fluorescence resulting from the recombinations of hydrogen that is photo-ionized by Lyman continuum (LyC) radiation generated by nearby quasars, young stars, or by the cosmic UV background (UVB) (Furlanetto et al. 2005; Cantalupo et al. 2005; Kollmeier et al. 2010). This scenario is usually invoked for giant $\text{Ly}\alpha$ nebulae, within which quasars are known to reside (Cantalupo et al. 2014; Borisova et al. 2016; and see Cantalupo 2017, for a review), as well as for compact dark galaxy sources (Cantalupo et al. 2012; Fumagalli et al. 2016; Marino et al. 2017).

According to the predictions of Haardt & Madau (1996) and Cantalupo et al. (2005), the resulting $\text{Ly}\alpha$ SB produced by the diffuse ionizing background is significantly lower ($\sim 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ at $z \approx 3$). The expected effects of the UVB therefore appear to be negligible for the individual objects of our study.

According to the calculations of Gallego et al. (2017), which uses the same MUSE UDF data as our study, the required LyC escape fraction from the ISM for stars to produce the observed $\text{Ly}\alpha$ halo in their stack of LAE pairs (SB of $\sim 3 \times 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$) is extremely small ($f_{\text{esc}} \approx 0.02$). This result suggests that it is not so difficult to have a large ionized fraction of gas in the inner parts of the haloes; the high gas densities and clumpiness of the medium moreover favour the $\text{Ly}\alpha$ fluorescence.

Consequently, we cannot rule out the contribution of the $\text{Ly}\alpha$ fluorescence for the powering of our observed $\text{Ly}\alpha$ haloes.

7.2.4. Satellite galaxies

Momose et al. (2016) proposed another explanation where the $\text{Ly}\alpha$ halo would be powered by several satellite galaxies emitting $\text{Ly}\alpha$ emission around the central galaxy. Shimizu & Umemura (2010) and Lake et al. (2015) have shown using cosmological simulations that $\text{Ly}\alpha$ haloes are indeed associated with such surrounding galaxies. Recently, Mas-Ribas et al. (2017) applied an analytic formalism (Mas-Ribas & Dijkstra 2016) to investigate the plausibility of this scenario by using various satellite clustering conditions. These authors found that satellite sources can indeed play a role in the powering of $\text{Ly}\alpha$ haloes at large distances ($20 \lesssim r \lesssim 40$ physical kpc) from the galaxies. According to their modelling, such satellite galaxies would be very faint in the UV continuum ($M_{\text{UV}} > -17$) so that they would be undetectable by any current instruments and may therefore be missed in current surveys.

Applied to the case of our data, we can expect that in the presence of satellites, which emit $\text{Ly}\alpha$ emission and are undetected in UV in the HST images, our $\text{Ly}\alpha$ haloes would appear clumpy and rather asymmetric. We do not observe such clumpiness in the central regions of our $\text{Ly}\alpha$ NB images. However the MUSE PSF acts to smooth out $\text{Ly}\alpha$ clumps, making their detection impossible. Furthermore, at larger radii the S/N of the $\text{Ly}\alpha$ NB image drops significantly, making the detection of clumps or asymmetries very challenging. Moreover, a large contribution

from the star formation in satellites is expected to provide similar UV and Ly α extended emission. Our measured UV continuum scale lengths however appear much smaller than the Ly α scale lengths (see Sect. 6.2). In the presence of Ly α -emitting satellites we might also expect the Ly α haloes would be offset from the host galaxy. Such an offset is not observed for most of our objects.

Put together with all these elements, it seems somewhat unlikely that there is a significant contribution from satellite galaxies to the powering of Ly α haloes. We cannot however completely rule out the possibility that unidentified satellites partly power the Ly α haloes.

7.2.5. Future directions

In summary, our results are suggestive of a scenario, in which the following range of processes can be responsible for the observed Ly α haloes:

- The scattering on CGM scales of Ly α photons that are produced by recombinations in HII regions.
- The cooling radiation triggered by gas inflowing onto the host galaxies.
- The Ly α fluorescence associated with hydrogen recombinations after ionization by Lyman continuum (LyC) radiation present in the CGM.

While those processes have to be considered together, their respective contributions cannot be constrained by our data. To try to disentangle the relative impact of the different processes, we need to know where the Ly α photons are produced, which is not straightforward because Ly α is a resonant line. As such, more observations are needed. In particular, H α observations by the James Web Space Telescope (JWST) will directly tell us the origin of the Ly α emission as it is not a resonant line. H α emission that is more extended than the UV continuum would be a direct piece of evidence that the Ly α emission is produced in the CGM (i.e. by fluorescence). On the other hand, compact H α emission would indicate that Ly α photons are produced in the ISM and then propagate in the CGM by resonant scattering. The adaptive optics (AO) on MUSE, currently in commissioning, also promises good progress as it will significantly improve the PSF and therefore enable the detection of smaller haloes and allow a precise characterization of the halo morphologies. Finally, the help of theoretical and numerical studies will be needed to fully understand the processes at play and their respective contributions.

8. Summary and conclusions

Thanks to the significant increase in sensitivity enabled by the MUSE instrument, we studied the CGM gas content of an unprecedentedly large sample of individual star-forming galaxies at redshift $z = [3-6]$ in the *Hubble* Ultra Deep Field. Our LAE sample was selected to have a good S/N (>6) and to be isolated (see Sect. 2.2). Our galaxy-by-galaxy based analysis allows us to characterize individual Ly α halo properties and to explore possible correlations with the UV properties of the host galaxies. Our major results are summarized as follows:

1. We detect diffuse Ly α emission with high confidence around 145 individual LAEs. This represents 80% of our objects for which we have reliable Ly α halo measurements. Among the objects for which we have reliable Ly α halo scale length
2. We find a large range of Ly α halo scale lengths, emphasizing the diversity of configurations of the cool CGM. The halo scale lengths in our sample range from 1.0 to 18.7 kpc with a median value of $\approx 4-5$ kpc. We also show that the Ly α emission probes the CGM out to large radii (Fig. 15), reaching on average $\approx 50\%$ of the virial radius according to the comparison of our data with predictions from a semi-analytic model. This result shows that Ly α emission is a powerful tool to map the cold hydrogen around high-redshift galaxies.
3. The Ly α haloes properties of our selected sample of LAEs appear to be dependent on the stellar content of the galaxies. Both Ly α halo spatial extents and fluxes are found to be positively correlated with UV magnitudes and spatial extents of the host galaxies, although the correlation with UV magnitude is not as clear.
4. While Ly α halo scale lengths appear to be considerably larger at $z > 3$ than at $z \approx 0$ (from a comparison with the LARS sample), we do not observe any significant evolution of the Ly α scale lengths between redshift 3 and 6. This implies an evolution of the CGM content between $z \approx 0$ and $z = 3$.
5. The galaxies that are less likely to have a Ly α halo as well as those with small haloes ($r_{\text{halo}} \lesssim 1$ kpc, i.e. objects with upper limits on the halo size), have on average narrower Ly α lines than the rest of the sample (Fig 10). This suggests that the Ly α line is less broadened when the gas content in the CGM is low. However, it is worth noting that Ly α line of galaxies with a high confidence Ly α halo are not systematically broader.
6. With the information from our data we attempt to explore the origin of the Ly α haloes around star-forming galaxies. While we find no evidence for a dominant contribution from a single particular process, we are not able to rule out any of the scenarios we consider, i.e. scattering from star-forming regions, fluorescence, and cooling radiation from cold gas accretion, except maybe the scenario for which satellites significantly contribute. Indeed, while we do not find significant evidence for the “satellite scenario”, our data cannot disentangle whether the Ly α photons are produced in the star-forming regions and then scatter in the CGM or “in-situ” in the CGM from gravitational cooling radiation and/or from fluorescence. As a consequence, further observations and analysis will be needed to understand the powering process(es) of the Ly α haloes (JWST, MUSE with AO, and theoretical and numerical analyses).

The MUSE instrument has enabled us to extend the sample of measurements of Ly α haloes to fainter and smaller galaxies, which are more representative of the bulk of the galaxy population. Our study underlines the significant cold gas content of the Universe between redshifts 3 and 6, regardless of the nature of the Ly α halo emission mechanism.

This new study highlights that Ly α emission presents an exciting new opportunity to study the diffuse and low-SB gas in the vicinity of faint high-redshift galaxies. In the coming years, adaptive optics mounted on MUSE/VLT will allow us to be even more precise in the detection and characterization of these Ly α haloes. By improving the PSF, it will be possible to detect smaller Ly α haloes and thus confirm if there are LAEs without

any halo component. Within the context of the substantial recent progress in improving numerical simulations and theoretical models, detailed comparisons of models and observations of Ly α haloes around normal star-forming galaxies are now possible and promise to significantly expand our understanding of the mechanisms that regulate the gas that flows in and out of galaxies in the early Universe.

Acknowledgements. F.L., R.B., S.C., H.I., and M.A. acknowledge support from the ERC advanced grant 339659-MUSICOS. TG is grateful to the LABEX Lyon Institute of Origins (ANR-10-LABX-0066) of the Université de Lyon for its financial support within the programme “Investissements d’Avenir” (ANR-11-IDEX-0007) of the French government operated by the National Research Agency (ANR). R.B., T.C., and J.R. acknowledge support from the FOGHAR Project with ANR Grant ANR-13-BS05-0010. S.C. acknowledges support from Swiss National Science Foundation grant PP00P2 163824. T.C. acknowledges support from the OCEVU Labex (ANR-11-LABX-0060) and the A*MIDEX project (ANR-11-IDEX-0001-02) funded by the “Investissements d’avenir” French government programme managed by the ANR. J.R. acknowledges support from the ERC starting grant CALENDs. J.S. acknowledges support from ERC Grant agreement 278594-GasAroundGalaxies. R.A.M. acknowledges support by the Swiss National Science Foundation. J.B. acknowledges support by Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) through national funds (UID/FIS/04434/2013) and Investigador FCT contract IF/01654/2014/CP1215/CT0003, and by FEDER through COMPETE2020 (POCI-01-0145-FEDER-007672).

References

- Akhlaghi, M., & Ichikawa, T. 2015, *ApJS*, **220**, 1
- Ando, M., Ohta, K., Iwata, I., et al. 2006, *ApJ*, **645**, L9
- Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., et al. 2010, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, Proc. SPIE, 7735, 773508
- Bacon, R., Brinchmann, J., Richard, J., et al. 2015, *A&A*, **575**, A75
- Bacon, R., Conseil, D., Mary, D., et al. 2017, *A&A*, **608**, A1 (MUSE UDF SI, Paper I)
- Barnes, L. A., & Haehnelt, M. G. 2010, *MNRAS*, **403**, 870
- Behrens, C., & Braun, H. 2014, *A&A*, **572**, A74
- Behrens, C., Dijkstra, M., & Niemeyer, J. C. 2014, *A&A*, **563**, A77
- Bik, A., Östlin, G., Hayes, M., et al. 2015, *A&A*, **576**, L13
- Bond, N. A., Feldmeier, J. J., Matković, A., et al. 2010, *ApJ*, **716**, L200
- Borisova, E., Cantalupo, S., Lilly, S. J., et al. 2016, *ApJ*, **831**, 39
- Bradley, L., Sipocz, B., Robitaille, T., et al. 2016, *astropy/photutils* v0.2.2, DOI: 10.5281/zenodo.155353
- Cantalupo, S. 2017, in *Astrophys. Space Sci. Lib.* 430, eds. A. Fox, & R. Davé, 195
- Cantalupo, S., Porciani, C., Lilly, S. J., & Miniati, F. 2005, *ApJ*, **628**, 61
- Cantalupo, S., Lilly, S. J., & Haehnelt, M. G. 2012, *MNRAS*, **425**, 1992
- Cantalupo, S., Arrighi-Battaia, F., Prochaska, J. X., Hennawi, J. F., & Madau, P. 2014, *Nature*, **506**, 63
- Charlot, S., & Fall, S. M. 1993, *ApJ*, **415**, 580
- Dijkstra, M., & Jeason-Daniel, A. 2013, *MNRAS*, **435**, 3333
- Dijkstra, M., & Kramer, R. 2012, *MNRAS*, **424**, 1672
- Dijkstra, M., & Loeb, A. 2009, *MNRAS*, **400**, 1109
- Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006, *ApJ*, **649**, 37
- Fardal, M. A., Katz, N., Gardner, J. P., et al. 2001, *ApJ*, **562**, 605
- Faucher-Giguère, C.-A., Kereš, D., Dijkstra, M., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2010, *ApJ*, **725**, 633
- Faucher-Giguère, C.-A., Hopkins, P. F., Kereš, D., et al. 2015, *MNRAS*, **449**, 987
- Feldmeier, J. J., Hagen, A., Ciardullo, R., et al. 2013, *ApJ*, **776**, 75
- Fumagalli, M., Prochaska, J. X., Kasen, D., et al. 2011, *MNRAS*, **418**, 1796
- Fumagalli, M., Cantalupo, S., Dekel, A., et al. 2016, *MNRAS*, **462**, 1978
- Furlanetto, S. R., Schaye, J., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, *ApJ*, **622**, 7
- Fynbo, J. U., Møller, P., & Thomsen, B. 2001, *A&A*, **374**, 443
- Gallego, S. G., Cantalupo, S., Lilly, S., et al. 2017, *MNRAS*, submitted [arXiv:1706.03785]
- Garel, T., Blaizot, J., Guiderdoni, B., et al. 2015, *MNRAS*, **450**, 1279
- Gould, A., & Weinberg, D. H. 1996, *ApJ*, **468**, 462
- Gronke, M., & Dijkstra, M. 2014, *MNRAS*, **444**, 1095
- Gronke, M., & Dijkstra, M. 2016, *ApJ*, **826**, 14
- Guaita, L., Melinder, J., Hayes, M., et al. 2015, *A&A*, **576**, A51
- Haardt, F., & Madau, P. 1996, *ApJ*, **461**, 20
- Haiman, Z., & Rees, M. J. 2001, *ApJ*, **556**, 87
- Haiman, Z., Spaans, M., & Quataert, E. 2000, *ApJ*, **537**, L5
- Hashimoto, T., Garel, T., Guiderdoni, B., et al. 2017, *A&A*, **608**, A10 (MUSE UDF SI, Paper X)
- Hayashino, T., Matsuda, Y., Tamura, H., et al. 2004, *AJ*, **128**, 2073
- Hayes, M. 2015, *PASA*, **32**, e027
- Hayes, M., Östlin, G., Mas-Hesse, J. M., et al. 2005, *A&A*, **438**, 71
- Hayes, M., Schaerer, D., Östlin, G., et al. 2011, *ApJ*, **730**, 8
- Hayes, M., Östlin, G., Schaerer, D., et al. 2013, *ApJ*, **765**, L27
- Hayes, M., Östlin, G., Duval, F., et al. 2014, *ApJ*, **782**, 6
- Herenz, E. C., & Wisotzki, L. 2017, *A&A*, **602**, A111
- Herenz, E. C., Gruyters, P., Orlitova, I., et al. 2016, *A&A*, **587**, A78
- Illingworth, G. D., Magee, D., Oesch, P. A., et al. 2013, *ApJS*, **209**, 6
- Inami, H., Bacon, R., Brinchmann, J., et al. 2017, *A&A*, **608**, A2 (MUSE UDF SI, Paper II)
- Katz, N., Weinberg, D. H., Hernquist, L., & Miralda-Escude, J. 1996, *ApJ*, **457**, L57
- Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2005, *MNRAS*, **363**, 2
- Kollmeier, J. A., Zheng, Z., Davé, R., et al. 2010, *ApJ*, **708**, 1048
- Kunth, D., Leitherer, C., Mas-Hesse, J. M., Östlin, G., & Petrosian, A. 2003, *ApJ*, **597**, 263
- Lake, E., Zheng, Z., Cen, R., et al. 2015, *ApJ*, **806**, 46
- Laursen, P., Sommer-Larsen, J., & Razoumov, A. O. 2011, *ApJ*, **728**, 52
- Marino, R., Cantalupo, S., Lilly, S., et al. 2017, *ApJ*, submitted
- Mas-Ribas, L., & Dijkstra, M. 2016, *ApJ*, **822**, 84
- Mas-Ribas, L., Dijkstra, M., Hennawi, J. F., et al. 2017, *ApJ*, **841**, 19
- Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2004, *AJ*, **128**, 569
- Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2011, *MNRAS*, **410**, L13
- Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2012, *MNRAS*, **425**, 878
- Møller, P., & Warren, S. J. 1998, *MNRAS*, **299**, 661
- Momose, R., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2014, *MNRAS*, **442**, 110
- Momose, R., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2016, *MNRAS*, **457**, 2318
- Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., et al. 2010, *ApJ*, **724**, 1524
- Östlin, G., Hayes, M., Duval, F., et al. 2014, *ApJ*, **797**, 11
- Patrício, V., Richard, J., Verhamme, A., et al. 2016, *MNRAS*, **456**, 4191
- Petrosian, V. 1976, *ApJ*, **209**, L1
- Rafelski, M., Teplitz, H. I., Gardner, J. P., et al. 2015, *AJ*, **150**, 31
- Raiter, A., Schaerer, D., & Fosbury, R. A. E. 2010, *A&A*, **523**, A64
- Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., et al. 2008, *ApJ*, **681**, 856
- Rosdahl, J., & Blaizot, J. 2012, *MNRAS*, **423**, 344
- Schaerer, D. 2003, *A&A*, **397**, 527
- Shibuya, T., Ouchi, M., & Harikane, Y. 2015, *ApJS*, **219**, 15
- Shimizu, I., & Umemura, M. 2010, *MNRAS*, **406**, 913
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2000, *ApJ*, **532**, 170
- Steidel, C. C., Bogosavljević, M., Shapley, A. E., et al. 2011, *ApJ*, **736**, 160
- Swinbank, A. M., Bower, R. G., Smith, G. P., et al. 2007, *MNRAS*, **376**, 479
- Trebtsch, M., Verhamme, A., Blaizot, J., & Rosdahl, J. 2016, *A&A*, **593**, A122
- Ventou, A., Contini, T., Bouché, N., et al. 2017, *A&A*, **608**, A9 (MUSE UDF SI, Paper IX)
- Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, *A&A*, **460**, 397
- Verhamme, A., Dubois, Y., Blaizot, J., et al. 2012, *A&A*, **546**, A111
- Wall, J. V. 1996, *Quant. J. Roy. Astron. Soc.*, **37**, 519
- Wisotzki, L., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2016, *A&A*, **587**, A98
- Xue, R., Lee, K.-S., Dey, A., et al. 2017, *ApJ*, **837**, 172
- Yang, H., Malhotra, S., Gronke, M., et al. 2016, *ApJ*, **820**, 130

Appendix A: Effect of the exposure time on the Ly α halo detection

Our sample is constructed from two overlapping data sets with various exposure times, where the udf-10 data is 3 times deeper on average than the mosaic data. We are therefore able to investigate how our Ly α halo size measurements vary with depth.

Within our sample, 26 objects are both detected in the udf-10 and mosaic fields but only 15 have a reliable Ly α halo measurement (see Sect. 4.3.2). Figure A.1 shows the difference of the Ly α halo scale length measurements against the S/N (left panel) and the total Ly α flux (right panel) of the Ly α NB image constructed from the mosaic data cube for these 15 objects. The median difference is small (<0.1 kpc) and the error bars encompass the measured offsets for every object.

Figure A.2 shows a more detailed comparison of the two data cubes for three representative objects. The S/N of Ly α NB images from the udf-10 is on average larger by a factor ≈ 2 compared to the mosaic. This is consistent with the noise analysis of the UDF MUSE data cubes given in B17. This is also clearly highlighted by the contours, which are clearer and less splintered in the udf-10 images. The NB images are optimized in terms of S/N from both data cubes. Hence, the spectral bandwidths are not always the same in the two data cubes for a given object. As a consequence the NB images and therefore the Ly α centroid measurement can be slightly different explaining that the SB profiles do not perfectly overlap in the inner region.

The first object (#180, top row) shows a discrepancy in the halo scale length measurements between the two data cubes (object indicated as red point in Fig. A.1). Visual inspection of radial SB profiles (right panel) shows that the Ly α halo of this object is lost in the noise for the mosaic data cube. We apply a S/N cut of 6 to define our sample (see Sect. 4.3.1) The S/N of the object we are showing here is higher (9.3) than the S/N cut (6) and this poses questions about the reliability of our S/N cut.

The next object #168 (middle row of Fig. A.2, orange dot in Fig. A.1) offers a counter example. While the S/N of the mosaic Ly α NB image is lower than the previous example and very close to our S/N cut value (6.1), the scale lengths measured in the two data cubes are similar for this example. These two examples highlight that the S/N cut we define using simulated extended objects is not absolute and that for $S/N < 10$, halo sizes can be underestimated in some cases. This uncertainty is however encompassed in the error bar.

The last example (#149, last row of Fig. A.2 and green dots in Fig. A.1) shows the comparison of the detection for an object with a good S/N in the two data cubes. Reassuringly, the scale lengths measured in the NB images are similar with a larger error on the scale length fit to the mosaic data.

Put together, this illustrates the importance of surface brightness sensitivity for the detection of extended Ly α emission.

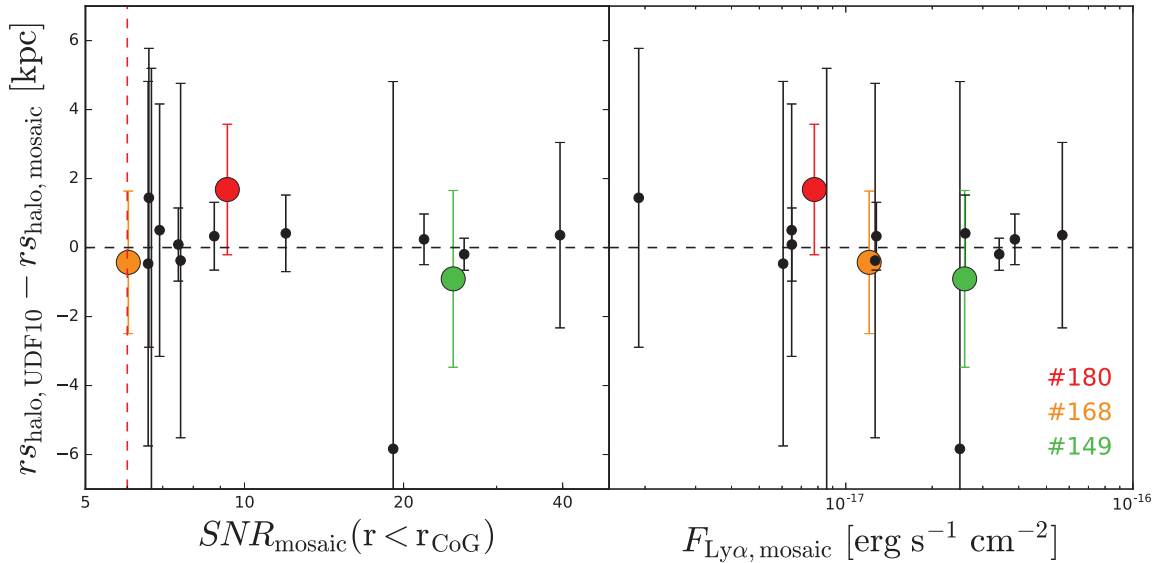


Fig. A.1. Comparison of the best-fit Ly α halo scale lengths of common objects from the deeper udf-10 data cube (≈ 30 h) and the shallower mosaic data cube (10 h) with reliable halo measurements (15 objects, see Sect. 4.3.2). *Left:* difference between the Ly α halo scale lengths, plotted as a function of the Ly α S/N from the mosaic data cube. The S/N is calculated in a fixed aperture corresponding to the CoG radius r_{CoG} (see Sect. 5.3.2). The median difference is $\lesssim 0.1$ kpc. The dashed red line shows the S/N cut of 6 imposed on our sample (see Sect. 2.2). *Right:* difference between scale lengths, plotted against the total Ly α flux measured in the mosaic data cube. The red, orange, and green points correspond to the objects shown as examples in Fig. A.2. The corresponding MUSE IDs are indicated.

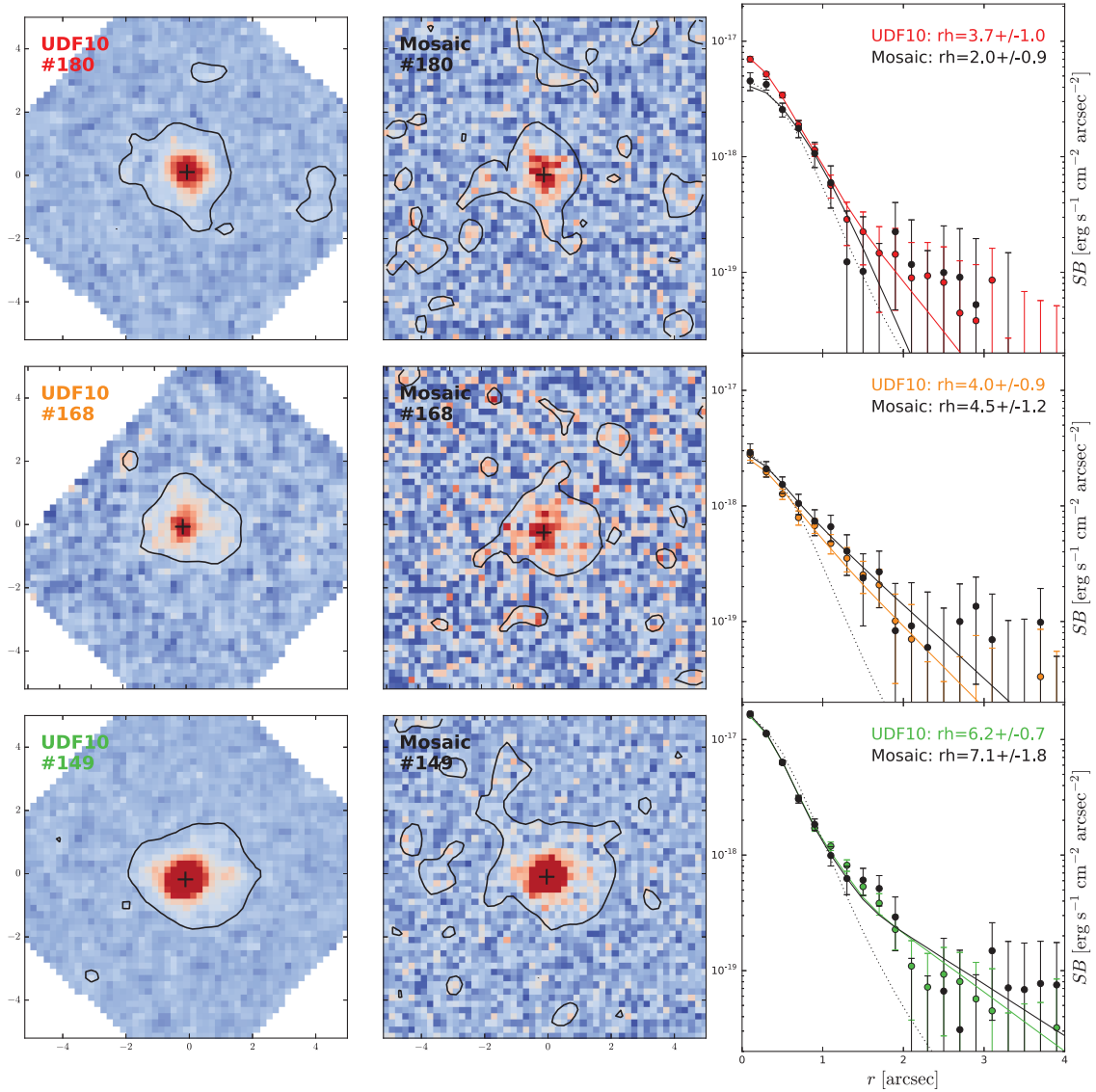


Fig. A.2. Comparison of the $\text{Ly}\alpha$ halo detection for 3 representative objects from the deeper udf-10 data cube and the shallower mosaic data cube. From top to bottom rows show objects #180, #168, and #149, respectively. Left and middle panels: $\text{Ly}\alpha$ NB images constructed from the udf-10 and mosaic data cubes, respectively. The black contours show the $10^{-18.5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ SB level for the two images. Right panels: comparison of the radial SB profiles measured on the $\text{Ly}\alpha$ NB images (data points) and from the modelled $\text{Ly}\alpha$ images (lines) in the udf-10 data cube (in colour) and the mosaic data cube (in black). The black dotted line shows the rescaled radial SB of the UV continuum. The best-fit halo scale lengths from the two data cubes are indicated in the upper right corner of each panel.

Appendix B: Table of Ly α halo measurements

Table B.1. All the measurements from our analysis.

ID	F	α_{2000}	δ_{2000}	z	m	$-M_{UV}$	$F_{Ly\alpha}$	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$	$EW_{Ly\alpha}$	r_{CoG}	$r_{S,cont}$	r_{Shalo}	F_{cont}	F_{halo}	$1 - p_0$	$FWHM_0$
		[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]		[AB]	[AB]	[10^{-18} cgs]	[erg s^{-1}]	[\AA]	[kpc]	[kpc]	[kpc]	[10^{-18} cgs]	[10^{-18} cgs]		[km s^{-1}]
53	1	53.158115	-27.786372	4.78	25.3	21.07	60.8+/-0.8	43.17	62.1	21.7	0.95+/-0	3.31+/-1.43	25.4+/-4.1	21.4+/-9.1	0.9509	313
68	2	53.171186	-27.778461	4.94	25.8	20.64	53.9+/-1.3	43.16	77.2	18.8	1.05+/-0.01	6.69+/-0.84	33.7+/-0.5	15.8+/-1.6	1.0	291
82	2	53.151551	-27.785348	3.61	26.1	19.82	44.7+/-3.0	42.75	85.0	33.4	0.62+/-0.01	7.00+/-0.58	8.7+/-0.6	33.0+/-2.3	1.0	454
106	1	53.163726	-27.779076	3.28	26.5	19.22	37.6+/-2.5	42.44	101.3	36.8	0.87+/-0.02	3.13+/-0.48	9.3+/-2.3	22.0+/-2.0	1.0	283
109	1	53.162561	-27.772861	3.09	-	-	36.5+/-1.1	42.5	-	19.5	0.80+/-0.02	2.91+/-0.29	11.3+/-1.4	19.0+/-1.2	1.0	309
148	1	53.167601	-27.774719	3.07	27.0	18.62	16.1+/-1.7	42.14	69.6	30.5	0.48+/-0.01	0.39+/-2.52	5.8+/-0.4	7.2+/-1.3	0.99979	362
149	1	53.167866	-27.778617	3.72	27.0	18.95	23.0+/-0.9	42.49	87.7	24.2	0.51+/-0.02	6.16+/-0.74	13.5+/-0.3	9.3+/-0.8	1.0	219
153	2	53.168072	-27.775265	3.55	27.1	18.81	23.3+/-1.7	42.45	108.4	23.1	0.45+/-0.02	3.40+/-0.66	7.2+/-1.4	14.8+/-1.7	1.0	413
168	1	53.1702	-27.77732	4.7	27.0	19.3	5.7+/-0.4	42.13	28.5	15.2	0.84+/-0.02	4.03+/-0.88	1.5+/-0.4	4.9+/-0.7	0.99985	307
171	1	53.166029	-27.782774	3.89	27.2	18.82	8.9+/-0.9	42.13	44.7	18.0	0.89+/-0.05	4.79+/-1.12	2.9+/-0.5	4.5+/-0.8	0.99975	335
180	1	53.16396	-27.779688	3.46	27.3	18.55	13.7+/-1.1	42.19	77.0	24.8	0.65+/-0.02	3.69+/-0.96	5.1+/-0.7	5.9+/-0.8	0.99923	437
183	1	53.162393	-27.771601	3.19	27.3	18.38	13.2+/-0.9	42.09	62.2	16.3	0.38+/-0.01	2.21+/-0.42	2.4+/-1.1	8.3+/-1.0	0.99999	257
218	1	53.153465	-27.776998	3.05	27.6	17.96	6.5+/-0.7	41.74	47.0	11.8	0.51+/-0.02	2.18+/-3.14	3.1+/-1.0	1.5+/-1.3	0.70282	278
237	1	53.164516	-27.77388	4.82	27.4	18.97	6.5+/-0.5	42.21	37.9	21.6	0.26+/-0.01	2.02+/-0.43	1.5+/-0.6	3.0+/-0.5	0.99997	237
242	1	53.157457	-27.77556	3.76	27.8	18.12	3.7+/-0.5	41.71	34.9	12.4	0.47+/-0.03	<1.23	0.2+/-1.1	3.4+/-0.8	-	393
279	1	53.159155	-27.784108	3.61	28.1	17.82	3.2+/-0.4	41.6	36.3	11.1	0.23+/-0.02	2.12+/-2.09	1.3+/-1.0	1.9+/-1.1	0.81649	209
324	2	53.170996	-27.781188	3.0	28.4	17.2	14.3+/-1.8	42.06	219.8	21.3	0.56+/-0.06	3.72+/-1.22	3.1+/-1.3	6.8+/-1.4	0.99535	327
364	1	53.15384	-27.779243	3.94	28.6	17.45	7.4+/-0.9	42.06	195.3	29.4	0.49+/-0.04	8.91+/-2.43	1.7+/-0.2	5.3+/-1.0	0.99974	242
385	1	53.154241	-27.77493	4.77	28.7	17.69	2.7+/-0.4	41.81	41.9	15.2	<0.05	<1.04	0.0+/-0	2.8+/-0.2	-	175
400	1	53.163176	-27.779113	3.09	28.8	16.83	8.5+/-1.2	41.87	180.5	24.2	0.20+/-0.06	2.73+/-0.93	2.5+/-1.3	4.7+/-1.3	0.99655	313
417	1	53.157861	-27.77	5.13	28.3	18.22	3.1+/-0.3	41.96	37.6	9.5	0.24+/-0.02	2.22+/-0.68	1.0+/-0.3	2.0+/-0.4	0.9982	183
547	1	53.160608	-27.771537	5.98	27.7	19.02	14.3+/-1.3	42.77	150.7	25.2	0.32+/-0.02	6.61+/-1.23	4.5+/-0.2	6.5+/-0.9	1.0	216
559	1	53.153576	-27.776791	4.51	29.3	16.94	2.4+/-0.4	41.71	115.3	15.5	0.38+/-0.03	2.53+/-0.85	0.4+/-0.3	2.1+/-0.5	0.99439	315
590	1	53.170112	-27.781033	3.67	29.5	16.42	4.1+/-0.7	41.73	154.2	15.5	0.11+/-0.08	7.66+/-4.23	2.4+/-0.3	3.0+/-1.3	0.96305	222
605	1	53.156764	-27.779805	3.44	29.6	16.24	5.0+/-0.5	41.75	224.6	14.3	<0.03	<1.29	0.0+/-0	3.8+/-0.2	-	203
666	1	53.162908	-27.785182	4.67	29.7	16.63	2.8+/-0.3	41.81	195.7	12.6	<0.05	<1.06	0.0+/-0	2.2+/-0.1	-	148
837	1	53.157037	-27.772649	5.98	28.3	18.41	2.5+/-0.4	42.01	39.2	11.1	0.20+/-0.02	1.48+/-0.57	0.3+/-0.6	2.1+/-0.5	0.987	192
1059	2	53.153442	-27.766119	3.81	24.7	21.32	86.4+/-3.3	43.09	52.8	35.6	0.47+/-0	6.87+/-0.45	31.1+/-0.7	48.5+/-2.7	1.0	403
1087	2	53.1679	-27.797953	3.46	24.8	20.99	40.7+/-3.8	42.54	26.7	30.9	0.43+/-0	6.51+/-1.20	10.3+/-1.1	27.3+/-3.4	1.0	281
1113	2	53.169939	-27.76834	3.09	25.0	20.67	54.9+/-1.8	42.68	31.2	21.1	0.99+/-0.01	5.22+/-0.47	20.1+/-1.2	33.6+/-1.7	1.0	393
1185	2	53.161971	-27.819086	4.5	25.1	21.17	112.0+/-2.4	43.38	97.9	32.5	1.35+/-0	5.73+/-0.21	34.3+/-1.0	66.4+/-1.7	1.0	395
1226	2	53.16223	-27.815769	3.1	-	-	8.0+/-1.4	41.85	-	17.9	1.10+/-0.01	10.61+/-3.60	1.2+/-0.9	11.6+/-2.8	0.99585	245

Notes. ID: source identifier in the catalog by I17. F : field of the source (1 for udf-10 and 2 for mosaic). α_{2000} and δ_{2000} : coordinates in I17. z : redshift in I17. m : continuum AB magnitude in the HST filter band used for the study (see Sect. 3.1.2) taken from Rafelski et al. (2015) and I17. M_{UV} : absolute far-UV magnitude. $F_{Ly\alpha}$: total Ly α flux in $10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, integrated over an aperture of radius r_{CoG} determined using the CoG method. $\log_{10} L_{Ly\alpha}$: logarithm of the Ly α luminosity in erg s^{-1} . $EW_{Ly\alpha}$: total Ly α rest-frame equivalent width in \AA . r_{CoG} : CoG method radius in physical kpc. $r_{S,cont}$: exponential scale length of the UV continuum in physical kpc; upper limits are given if the object is considered as a point source in HST. $r_{S,halo}$: exponential scale length of the Ly α halo from the decomposition into two components in physical kpc. F_{cont} : integrated flux of the “continuum-like” Ly α component, in $10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. F_{halo} : integrated flux of the Ly α halo, in $10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. p_0 : probability of the two scale lengths (galaxy and Ly α halo) to be identical by considering a normal error distribution. $1 - p_0$ is the confidence level that the scale lengths are not identical. $FWHM_0$: rest-frame full width at half maximum of the Ly α line in km s^{-1} . A copy of the table is available at <http://muse-v1t.eu/science/udf/> and at the CDS.

Table B.1. continued.

ID	F	α_{2000}	δ_{2000}	z	m	$-M_{UV}$	$F_{Ly\alpha}$	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$	$EW_{Ly\alpha}$	r_{CoG}	r_{Scont}	r_{Shalo}	F_{cont}	F_{halo}	$1 - p_0$	$FWHM_0$
	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]		[AB]	[AB]	[10^{-18} cgs]	[erg s^{-1}]	[\AA]	[kpc]	[kpc]	[kpc]	[10^{-18} cgs]	[10^{-18} cgs]		[km s^{-1}]
1253	2	53.178249	-27.773996	3.67	25.5	20.4	67.9+/-2.1	42.95	78.7	22.8	0.88+/-0.01	9.57+/-2.99	48.5+/-0.6	10.3+/-2.3	0.9982	284
1281	2	53.163474	-27.81384	2.99	-	-	20.6+/-2.5	42.22	-	29.2	0.72+/-0.01	9.58+/-1.92	1.5+/-0.8	19.3+/-2.8	1.0	218
1283	2	53.186448	-27.792795	4.36	25.5	20.76	36.6+/-3.0	42.86	54.2	32.2	0.52+/-0	5.71+/-0.51	5.2+/-0.7	28.2+/-1.8	1.0	-
1343	2	53.142007	-27.797409	3.97	25.8	20.22	15.2+/-2.2	42.38	26.4	26.4	0.57+/-0.01	5.91+/-1.49	1.6+/-0.8	12.3+/-2.3	0.99983	327
1423	2	53.160865	-27.801122	3.6	26.1	19.84	27.0+/-2.6	42.53	51.3	26.0	1.11+/-0.03	3.32+/-0.92	0.4+/-2.1	11.8+/-2.8	0.99198	284
1445	2	53.146042	-27.791589	3.33	26.1	19.66	33.0+/-2.3	42.54	58.5	20.6	0.45+/-0.01	3.56+/-0.59	6.7+/-1.4	17.4+/-1.4	1.0	399
1446	2	53.125488	-27.788223	3.24	-	-	15.3+/-1.7	42.17	-	20.8	1.03+/-0.03	4.45+/-1.17	2.4+/-1.5	11.7+/-2.2	0.99829	388
1525	2	53.164051	-27.819038	4.03	25.8	20.31	12.4+/-1.3	42.31	42.1	17.8	1.58+/-0.01	4.70+/-2.33	6.2+/-1.6	5.8+/-2.7	0.90911	328
1593	2	53.184386	-27.791262	4.11	26.0	20.09	17.6+/-2.5	42.48	63.7	27.5	0.65+/-0	7.67+/-2.84	5.2+/-0.7	8.8+/-2.3	0.99336	222
1670	2	53.166721	-27.804163	5.83	24.7	21.97	29.5+/-2.3	43.06	20.4	14.9	0.49+/-0	3.09+/-0.52	8.3+/-1.4	17.2+/-2.0	1.0	318
1711	2	53.141656	-27.774938	3.77	26.7	19.25	21.2+/-1.7	42.47	71.8	22.6	0.59+/-0.02	5.90+/-1.42	10.2+/-0.7	11.4+/-1.8	0.99991	328
1723	2	53.152995	-27.806005	3.6	26.7	19.15	36.9+/-2.0	42.67	134.4	21.5	0.37+/-0.01	5.23+/-0.93	21.8+/-0.7	11.6+/-1.9	1.0	287
1724	2	53.158366	-27.81343	3.7	26.7	19.2	8.1+/-1.2	42.04	28.1	15.4	0.89+/-0.03	2.61+/-1.58	2.5+/-2.5	4.5+/-2.2	0.86202	305
1726	2	53.178697	-27.798836	3.71	26.7	19.2	45.6+/-2.7	42.79	145.9	31.6	0.25+/-0.01	5.41+/-0.59	16.1+/-0.6	22.5+/-1.8	1.0	213
1737	2	53.137692	-27.781268	4.88	26.4	19.97	10.4+/-1.2	42.43	33.4	17.6	0.71+/-0.01	3.62+/-1.03	4.1+/-0.9	7.8+/-1.3	0.99772	282
1756	2	53.17816	-27.790191	3.3	26.8	18.93	11.9+/-0.9	42.09	41.1	14.5	0.35+/-0.01	2.04+/-0.56	0.1+/-2.2	10.4+/-2.0	0.99869	358
1761	2	53.168317	-27.813246	4.03	26.8	19.34	14.8+/-1.5	42.39	60.0	30.5	0.49+/-0	7.71+/-1.61	3.6+/-0.6	13.2+/-2.0	1.0	308
1769	2	53.174588	-27.777868	3.28	26.9	18.88	19.0+/-2.7	42.28	83.5	23.8	0.43+/-0.01	12.49+/-3.74	2.5+/-0.5	12.1+/-2.4	0.99937	223
1775	2	53.182996	-27.78046	4.38	26.8	19.46	13.5+/-1.6	42.43	58.5	17.1	0.48+/-0.01	4.52+/-0.99	1.5+/-0.7	9.5+/-1.6	0.99998	249
1778	2	53.149925	-27.801733	4.51	26.5	19.81	15.7+/-2.4	42.53	46.2	29.1	0.36+/-0	8.76+/-2.85	2.6+/-0.4	11.8+/-2.7	0.99838	323
1817	2	53.156111	-27.789788	3.42	26.9	18.86	32.0+/-1.4	42.55	120.8	17.4	0.45+/-0.01	4.45+/-1.30	18.0+/-1.0	8.9+/-1.5	0.99892	256
1833	2	53.15249	-27.797708	3.01	27.0	18.61	8.5+/-1.8	40.77	27.6	19.7	0.45+/-0.02	3.81+/-1.45	0.7+/-1.4	6.2+/-1.5	0.98987	408
1835	2	53.162661	-27.802301	4.81	26.7	19.68	15.6+/-1.4	42.59	54.9	21.7	0.41+/-0.01	5.85+/-0.76	2.2+/-0.4	13.5+/-1.4	1.0	344
1843	2	53.179827	-27.800877	4.81	27.1	19.31	16.1+/-0.9	42.6	96.6	13.8	0.33+/-0	3.27+/-1.05	10.1+/-0.7	5.4+/-1.1	0.99745	253
1864	2	53.192881	-27.786896	4.39	27.0	19.27	10.6+/-1.6	42.33	53.9	17.1	0.47+/-0.01	3.56+/-1.24	3.2+/-1.7	9.3+/-1.9	0.99356	205
1931	2	53.164766	-27.761537	3.09	27.1	18.52	12.6+/-1.6	42.04	69.6	21.1	0.62+/-0.02	11.49+/-4.67	7.5+/-0.7	7.2+/-2.2	0.99	304
1939	2	53.17625	-27.80269	3.74	27.1	18.85	12.2+/-1.7	42.22	74.0	18.3	0.78+/-0.04	4.65+/-1.43	3.4+/-1.0	9.4+/-1.8	0.99658	314
1950	2	53.18085	-27.774124	4.47	26.7	19.55	14.7+/-1.8	42.49	59.3	30.5	0.55+/-0.01	11.32+/-3.06	3.0+/-0.3	11.5+/-1.6	0.99978	326
1961	2	53.181006	-27.78112	4.41	27.0	19.28	8.9+/-1.2	42.26	52.6	14.3	0.50+/-0.01	2.38+/-0.98	3.1+/-1.8	6.0+/-1.8	0.97267	-
1969	2	53.167393	-27.766818	4.08	27.1	18.99	49.3+/-1.7	42.92	256.4	17.7	0.35+/-0.01	4.74+/-0.71	29.1+/-0.6	13.8+/-1.8	1.0	263
1971	2	53.146738	-27.787648	3.56	27.1	18.73	11.8+/-1.8	42.16	72.2	23.1	0.70+/-0.03	9.43+/-3.15	3.9+/-0.5	7.2+/-1.8	0.99718	216
2069	2	53.151038	-27.782866	5.27	26.7	19.86	8.0+/-1.4	42.39	27.9	14.4	0.35+/-0.01	8.19+/-4.57	4.2+/-0.5	6.0+/-2.9	0.95676	271
2134	2	53.154089	-27.798788	3.52	27.4	18.45	39.4+/-4.4	42.67	267.0	35.9	0.48+/-0.02	15.31+/-3.61	7.6+/-0.7	32.0+/-4.0	0.99998	-
2168	2	53.135907	-27.798357	5.78	25.9	20.74	16.7+/-1.0	42.81	32.4	11.4	0.93+/-0.01	2.72+/-1.68	14.0+/-2.1	2.8+/-2.5	0.85677	247
2171	2	53.152636	-27.789346	4.12	27.4	18.72	22.3+/-1.5	42.59	161.9	19.0	0.36+/-0.01	4.45+/-1.18	15.1+/-0.9	8.3+/-1.4	0.99974	205
2178	2	53.148771	-27.771703	2.95	27.5	18.07	7.8+/-1.1	41.78	48.8	15.1	0.26+/-0.01	2.68+/-1.33	1.8+/-1.9	6.5+/-1.9	0.96615	298
2198	2	53.169812	-27.803363	3.45	27.5	18.31	14.5+/-1.8	42.22	133.9	15.8	0.63+/-0.04	3.07+/-0.84	1.1+/-1.3	7.9+/-1.1	0.99814	312
2296	2	53.168338	-27.804127	4.95	27.3	19.16	9.9+/-1.1	42.42	79.6	20.1	0.33+/-0.01	2.29+/-0.44	1.0+/-0.7	6.4+/-0.8	0.99999	221
2302	2	53.180422	-27.770581	5.03	27.8	18.71	5.1+/-0.6	42.15	443.4	8.3	<0.05	<0.99	1.0+/-0.8	1.5+/-2.0	-	223

Table B.1. continued.

ID	F	α_{2000} [$^{\circ}$]	δ_{2000} [$^{\circ}$]	z	m [AB]	$-M_{UV}$ [AB]	$F_{Ly\alpha}$ [10^{-18} cgs]	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$ [erg s^{-1}]	$E_{WLy\alpha}$ [\AA]	r_{CoG} [kpc]	$r_{S_{cont}}$ [kpc]	$r_{S_{halo}}$ [kpc]	F_{cont} [10^{-18} cgs]	F_{halo} [10^{-18} cgs]	$1 - p_0$	F_{WHM_0} [km s^{-1}]
2350	2	53.156355	-27.809589	5.05	28.2	18.24	14.6+/-1.2	42.61	287.0	14.7	0.11+/-0.02	<1.09	6.7+/-1.4	5.0+/-1.3	-	222
2365	2	53.162773	-27.75828	3.6	27.7	18.18	64.5+/-19.5	42.91	-	35.6	0.28+/-0.01	4.77+/-0.81	8.4+/-0.8	12.3+/-1.8	1.0	281
2370	2	53.15048	-27.765236	3.0	27.7	17.85	9.9+/-1.7	41.9	140.6	18.1	0.46+/-0.03	2.35+/-0.83	1.1+/-2.4	7.9+/-2.2	0.98896	354
2426	2	53.168213	-27.761765	3.8	27.8	18.21	10.2+/-1.7	42.16	131.6	24.0	0.16+/-0.02	4.37+/-1.59	3.7+/-0.8	6.4+/-1.8	0.99588	275
2460	2	53.182485	-27.794075	3.07	27.8	17.79	8.3+/-0.8	41.85	74.7	13.3	0.21+/-0.02	2.17+/-2.69	5.4+/-1.0	1.7+/-2.1	0.7678	219
2495	2	53.184432	-27.784364	3.0	-	-	30.0+/-2.2	42.38	-	21.3	0.38+/-0.05	3.18+/-0.71	8.6+/-1.6	13.4+/-1.4	0.99996	277
2515	2	53.137916	-27.787741	3.47	27.9	17.94	10.1+/-1.0	42.06	91.0	14.3	0.57+/-0.04	2.41+/-0.87	1.9+/-2.2	8.1+/-1.9	0.98319	284
2522	2	53.133274	-27.78967	3.33	27.9	17.86	16.7+/-1.8	42.24	162.7	22.1	0.42+/-0.03	6.52+/-3.25	7.3+/-0.7	5.0+/-1.8	0.96959	313
2547	2	53.148058	-27.7795	4.51	27.8	18.47	11.6+/-1.7	42.4	109.5	21.0	0.35+/-0.01	2.21+/-0.81	3.3+/-1.5	5.4+/-1.3	0.98959	291
2582	2	53.155149	-27.762365	2.93	28.0	17.55	10.6+/-1.7	41.91	105.0	16.7	0.30+/-0.02	3.61+/-1.96	5.2+/-1.7	3.9+/-1.6	0.95463	349
2598	2	53.187891	-27.788202	3.01	-	-	17.7+/-1.8	42.16	-	15.0	0.20+/-0.03	<1.4	4.9+/-2.4	8.5+/-2.5	-	230
2687	2	53.191017	-27.791646	4.84	28.2	18.23	8.0+/-0.9	42.31	91.7	13.7	0.27+/-0.01	<1.03	5.3+/-0.7	1.4+/-1.4	-	211
2727	2	53.162616	-27.803606	4.53	28.1	18.24	15.9+/-0.9	42.54	192.7	15.5	0.28+/-0.01	7.47+/-3.27	10.3+/-0.3	5.1+/-1.6	0.98597	247
2749	2	53.184182	-27.797324	3.73	28.1	17.82	14.9+/-1.7	42.31	168.4	22.7	0.28+/-0.02	1.87+/-1.26	8.9+/-1.6	3.4+/-1.6	0.89709	227
2755	2	53.160811	-27.804489	4.5	28.1	18.17	6.9+/-1.0	42.17	77.0	16.9	0.56+/-0.02	6.21+/-1.89	1.8+/-0.6	6.2+/-1.8	0.99862	177
2821	2	53.150033	-27.776318	3.17	28.2	17.46	11.9+/-1.9	42.04	168.4	24.0	0.32+/-0.02	4.92+/-2.89	6.4+/-0.9	4.9+/-2.3	0.94458	275
2848	2	53.178279	-27.776469	3.77	28.2	17.74	4.8+/-0.8	41.82	58.7	10.9	0.42+/-0.03	2.42+/-1.77	1.7+/-1.2	2.5+/-1.4	0.87106	248
2861	2	53.185756	-27.783405	4.54	28.0	18.28	4.9+/-0.8	42.03	40.6	15.5	0.42+/-0.01	2.84+/-0.95	0.7+/-0.8	4.0+/-1.1	0.99457	312
2974	2	53.182002	-27.800434	3.26	28.4	17.36	8.8+/-1.6	41.94	102.0	19.2	0.29+/-0.04	4.19+/-1.45	1.3+/-0.8	5.3+/-1.1	0.99638	294
2975	2	53.156412	-27.806404	3.54	28.4	17.5	5.7+/-0.9	41.84	-	14.2	0.26+/-0.03	4.48+/-2.37	2.4+/-0.7	3.0+/-1.2	0.96252	177
3089	2	53.162774	-27.760765	5.92	27.0	19.75	29.0+/-3.7	43.07	115.5	24.2	0.27+/-0.01	5.02+/-1.35	8.2+/-0.6	9.9+/-2.0	0.99979	217
3138	2	53.135192	-27.795094	5.08	-	-	7.4+/-0.9	42.32	-	13.4	<0.17	1.00+/-0.29	2.0+/-1.3	4.2+/-1.2	0.9982	184
3203	2	53.176528	-27.771036	5.89	27.5	19.25	14.9+/-1.9	42.78	106.0	27.8	0.49+/-0.02	11.86+/-4.05	9.7+/-0.3	11.6+/-2.1	0.99751	242
3234	2	53.133439	-27.787097	4.14	28.7	17.41	5.9+/-0.9	42.01	98.4	11.9	0.28+/-0.03	2.27+/-1.81	2.6+/-1.4	2.6+/-1.9	0.86434	197
3242	2	53.156797	-27.769165	4.81	28.6	17.81	5.4+/-0.8	42.13	99.7	13.8	<0.05	<1.05	0.7+/-1.4	3.4+/-1.6	-	188
3281	2	53.142058	-27.77978	5.93	25.9	20.81	18.4+/-3.1	42.87	42.5	21.8	0.34+/-0	5.04+/-0.79	2.2+/-0.5	13.6+/-1.9	1.0	404
3286	2	53.160157	-27.810876	3.71	28.6	17.32	4.4+/-0.8	41.78	-	11.0	0.22+/-0.03	<1.33	0.8+/-1.2	2.6+/-1.8	-	261
3329	2	53.143178	-27.796885	3.25	28.7	17.06	11.7+/-2.4	42.06	464.9	26.9	<0.03	4.42+/-1.72	3.0+/-1.1	5.7+/-1.9	0.99465	256
3343	2	53.172141	-27.806734	4.4	28.1	18.1	8.2+/-1.3	42.22	240.3	21.2	0.30+/-0.02	4.44+/-1.14	0.5+/-0.5	6.8+/-1.0	0.99986	250
3464	2	53.138159	-27.794645	3.56	28.7	17.13	6.1+/-0.9	41.87	80.4	12.7	0.24+/-0.03	<1.22	2.0+/-1.7	3.1+/-2.1	-	341
3475	2	53.153859	-27.791684	3.15	28.8	16.9	27.5+/-2.5	42.4	603.5	21.0	0.29+/-0.02	4.76+/-1.01	9.0+/-0.9	11.3+/-2.0	1.0	313
3520	2	53.178226	-27.777924	3.38	28.8	17.0	7.6+/-0.9	41.92	146.0	11.4	0.16+/-0.03	1.77+/-1.55	1.3+/-0.9	1.8+/-0.9	0.85009	215
3634	2	53.145494	-27.788994	4.15	28.7	17.41	11.5+/-1.8	42.31	330.7	24.5	0.44+/-0.04	4.55+/-1.93	5.1+/-0.8	3.4+/-1.2	0.98322	218
3699	2	53.137205	-27.787321	4.4	28.9	17.35	9.1+/-1.3	42.26	241.0	17.1	0.21+/-0.02	<1.07	1.2+/-1.1	4.8+/-0.9	-	129
3707	2	53.152402	-27.803915	3.18	28.9	16.77	15.2+/-2.1	42.15	235.4	19.4	0.20+/-0.03	4.45+/-1.53	3.2+/-0.9	9.3+/-1.8	0.99722	356
3723	2	53.192662	-27.790666	4.78	28.6	17.77	5.9+/-0.9	42.16	58.1	15.1	<0.05	4.77+/-1.76	1.9+/-0.4	4.8+/-1.2	0.99641	209
4045	2	53.150585	-27.801962	3.5	29.1	16.72	21.1+/-2.2	42.39	-	21.7	<0.03	1.44+/-0.34	3.4+/-1.9	6.5+/-1.7	0.99998	198
4231	2	53.172862	-27.779775	3.47	29.2	16.59	13.1+/-1.3	42.18	388.1	14.3	0.39+/-0.09	2.52+/-1.07	4.1+/-1.6	5.3+/-1.6	0.97642	350
4381	2	53.160523	-27.768769	4.03	29.2	16.93	4.5+/-0.7	41.87	210.3	10.6	0.16+/-0.03	1.82+/-1.36	1.9+/-1.2	2.2+/-1.2	0.88896	264
4430	2	53.1337	-27.782743	3.92	29.4	16.69	5.2+/-0.7	41.9	-	9.3	0.14+/-0.03	<1.15	3.7+/-1.0	2.0+/-2.2	-	259
4755	2	53.161439	-27.798449	3.17	29.5	16.13	6.8+/-0.9	41.8	349.2	17.8	0.38+/-0.12	6.80+/-2.13	3.1+/-0.4	4.1+/-1.4	0.99872	236
5742	2	53.168894	-27.796529	4.71	30.0	16.3	2.6+/-0.5	41.78	157.9	7.3	<0.05	<1.06	0.2+/-0.7	1.8+/-1.3	-	157

Table B.1. continued.

ID	F	α_{2000} [$^{\circ}$]	δ_{2000} [$^{\circ}$]	z	m [AB]	$-M_{UV}$ [AB]	$F_{Ly\alpha}$ [10^{-18} cgs]	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$ [erg s $^{-1}$]	$EW_{Ly\alpha}$ [\AA]	r_{CoG} [kpc]	r_{Scont} [kpc]	r_{Shalo} [kpc]	F_{cont} [10^{-18} cgs]	F_{halo} [10^{-18} cgs]	$1 - p_0$	$FWHM_0$ [km s $^{-1}$]
6102	2	53.170131	-27.80879	6.04	29.0	17.74	5.7+/-1.0	42.38	175.2	13.4	<0.04	2.88+/-1.10	0.7+/-0.7	4.3+/-1.0	0.99518	233
6291	2	53.154597	-27.770516	3.3	29.7	16.04	3.5+/-0.6	41.55	-	11.5	<0.03	2.63+/-2.11	2.0+/-1.0	1.9+/-1.3	0.89106	152
6292	1	53.169613	-27.772612	3.33	27.8	17.94	7.1+/-0.8	41.87	84.1	22.1	0.48+/-0.03	3.33+/-0.58	0.3+/-0.6	6.4+/-0.7	1.0	353
6296	1	53.160556	-27.771091	3.73	28.3	17.62	6.1+/-0.7	41.92	84.3	16.8	0.39+/-0.05	1.63+/-0.79	1.2+/-1.4	3.8+/-1.2	0.9407	266
6297	1	53.159262	-27.784966	3.7	28.9	17.03	12.7+/-1.3	42.07	374.0	24.2	0.14+/-0.03	4.65+/-0.95	2.3+/-0.5	8.6+/-1.0	1.0	-
6298	1	53.169249	-27.781255	3.14	28.0	17.68	11.0+/-1.0	42.0	96.1	22.6	0.34+/-0.02	7.00+/-1.98	5.7+/-0.3	5.4+/-1.1	0.99962	413
6299	1	53.152594	-27.775777	4.05	28.4	17.73	5.2+/-0.8	41.94	167.8	22.0	0.72+/-0.02	3.68+/-2.13	2.4+/-0.5	2.0+/-0.7	0.91794	251
6304	1	53.15213	-27.779299	3.23	28.8	16.89	6.7+/-1.0	41.81	152.9	19.3	0.27+/-0.04	4.99+/-3.98	4.6+/-0.5	1.7+/-1.5	0.88224	261
6306	1	53.153037	-27.786705	4.23	29.7	16.44	9.3+/-1.2	42.23	970.0	24.3	<0.21	16.56+/-5.61	2.3+/-0.3	9.4+/-2.0	0.99823	309
6309	1	53.170063	-27.775037	5.89	28.6	18.17	4.2+/-0.6	42.23	155.1	8.9	0.56+/-0.09	1.00+/-2.29	1.5+/-0.6	1.2+/-0.8	0.57732	148
6316	1	53.170329	-27.778353	4.45	28.9	17.32	3.2+/-0.4	41.62	562.2	10.2	<0.2	6.30+/-2.52	1.6+/-0.3	3.1+/-0.9	0.99229	-
6317	1	53.167677	-27.777434	5.4	29.8	16.76	3.2+/-0.5	42.03	742.9	10.5	<0.17	3.29+/-1.12	0.8+/-0.3	1.8+/-0.5	0.99741	232
6319	1	53.165703	-27.781258	4.18	28.2	17.95	1.9+/-0.3	41.53	53.0	10.5	<0.21	<1.15	1.6+/-0.4	0.5+/-0.9	-	220
6324	1	53.162423	-27.782167	5.13	25.6	20.91	2.6+/-0.3	41.87	4.0	10.8	<0.17	2.58+/-1.33	1.0+/-0.5	1.4+/-0.6	0.96492	238
6341	1	53.15254	-27.783798	4.78	29.5	16.93	2.6+/-0.3	41.81	617.0	9.9	<0.19	<1.04	0.8+/-0.7	1.7+/-1.0	-	192
6375	2	53.143203	-27.787981	3.42	30.4	15.36	32.8+/-3.0	42.56	-	28.0	1.48+/-0.28	6.25+/-1.14	1.6+/-1.6	22.7+/-2.6	0.99999	512
6416	2	53.157596	-27.79784	4.23	26.2	19.95	41.0+/-3.4	42.88	-	21.6	<0.22	2.14+/-0.31	10.4+/-1.2	14.8+/-1.4	1.0	267
6462	2	53.163975	-27.799572	5.45	25.5	21.1	28.6+/-2.7	42.98	92.0	29.6	<0.18	4.29+/-0.57	4.3+/-0.9	25.6+/-2.3	1.0	-
6498	2	53.19483	-27.784605	4.54	29.9	16.36	5.2+/-0.5	42.05	-	8.8	<0.2	<1.09	2.3+/-0.9	1.5+/-1.5	-	223
6506	2	53.147566	-27.80398	3.8	28.5	17.48	17.5+/-3.1	42.4	-	34.2	0.56+/-0.06	10.45+/-4.50	7.1+/-0.5	7.4+/-2.3	0.98604	311
6512	2	53.152062	-27.792605	4.15	28.1	18.01	9.0+/-1.4	42.2	190.2	16.1	0.85+/-0.02	9.03+/-4.05	4.3+/-0.7	7.5+/-2.7	0.97823	245
6518	2	53.143246	-27.786831	3.75	25.4	20.61	9.9+/-1.2	42.14	-	15.3	<0.22	2.88+/-0.67	2.7+/-1.0	6.8+/-1.3	0.99997	308
6521	2	53.173838	-27.800337	3.07	30.2	15.45	21.4+/-2.2	42.26	-	29.0	1.22+/-0.24	11.38+/-2.78	2.7+/-0.9	22.0+/-3.2	0.99987	397
6576	2	53.186435	-27.794264	3.7	29.0	16.97	5.7+/-0.9	41.88	120.1	11.0	0.21+/-0.06	2.91+/-2.16	3.0+/-1.1	2.6+/-1.9	0.89425	328
6581	2	53.151712	-27.802763	3.6	-	-	14.3+/-1.6	42.26	-	18.5	0.13+/-0.04	3.85+/-0.96	2.0+/-1.4	14.0+/-2.2	0.99994	279
6658	1	53.15499	-27.776767	3.47	27.8	18.08	9.2+/-1.2	42.03	92.1	20.3	1.05+/-0.09	3.57+/-1.10	1.0+/-1.0	4.1+/-1.1	0.98892	275
6680	1	53.165731	-27.771716	4.5	27.4	18.86	23.6+/-0.9	42.7	139.8	31.8	0.70+/-0.02	10.60+/-1.87	16.7+/-0.2	5.9+/-0.8	1.0	195
6682	1	53.169899	-27.776872	5.05	27.4	19.04	2.6+/-0.5	41.87	18.9	10.9	0.35+/-0.01	3.79+/-1.72	1.0+/-0.5	2.4+/-0.9	0.97707	186
6684	1	53.16347	-27.781441	4.74	28.0	18.35	8.5+/-1.2	42.31	91.7	25.8	0.21+/-0.01	6.62+/-1.03	1.2+/-0.3	8.4+/-1.0	1.0	446
6694	1	53.158467	-27.771203	3.66	30.0	15.92	1.7+/-0.4	41.36	134.6	11.0	0.16+/-0.18	<1.25	0.2+/-0.8	1.8+/-0.8	-	220
6700	1	53.168281	-27.781056	3.0	25.7	19.9	37.9+/-1.6	42.49	38.9	30.7	0.38+/-0	1.80+/-0.17	10.3+/-1.4	19.6+/-1.2	1.0	317
6751	2	53.16976	-27.772501	3.33	26.9	18.89	8.4+/-1.1	41.94	-	19.1	0.41+/-0.01	4.34+/-1.31	0.3+/-0.9	9.0+/-1.5	0.99867	286
6883	2	53.176297	-27.778913	3.19	25.2	20.44	24.6+/-3.2	42.36	-	33.3	0.42+/-0	7.57+/-1.53	0.4+/-0.8	16.9+/-2.6	1.0	374
6895	2	53.175969	-27.792613	3.71	26.6	19.33	17.2+/-2.1	42.37	-	24.2	0.71+/-0.02	6.39+/-1.46	1.0+/-1.0	15.9+/-2.3	0.99995	387
6905	2	53.143035	-27.799874	3.1	26.2	19.45	38.9+/-3.4	42.53	-	30.4	0.77+/-0.02	6.27+/-1.91	18.6+/-1.0	13.6+/-2.5	0.99799	432
6911	2	53.165732	-27.81646	4.62	27.4	18.96	21.2+/-2.4	42.68	142.4	20.7	0.37+/-0.01	9.98+/-1.49	7.8+/-0.4	19.9+/-2.3	1.0	183
6915	2	53.153093	-27.807049	3.7	29.1	16.83	4.6+/-0.6	41.79	183.5	11.0	0.15+/-0.04	<1.23	0.7+/-1.3	3.4+/-1.3	-	212
7001	2	53.138579	-27.790217	5.48	25.6	21.02	61.2+/-4.0	43.32	95.1	24.0	1.33+/-0.01	8.59+/-2.64	44.0+/-1.2	18.1+/-3.7	0.99702	290
7047	2	53.154992	-27.806988	4.23	26.9	19.23	22.5+/-1.5	42.62	96.2	17.4	0.51+/-0.01	4.67+/-0.99	12.5+/-0.8	11.7+/-1.5	0.99999	256

Table B.1. continued.

ID	F	α_{2000} [$^{\circ}$]	δ_{2000} [$^{\circ}$]	z	m [AB]	$-M_{UV}$ [AB]	$F_{Ly\alpha}$ [10^{-18} cgs]	$\log_{10} L_{Ly\alpha}$ [erg s $^{-1}$]	$EW_{Ly\alpha}$ [\AA]	r_{CoG} [kpc]	r_{Scont} [kpc]	r_{Shalo} [kpc]	F_{cont} [10^{-18} cgs]	F_{halo} [10^{-18} cgs]	$1 - p_0$	$FWHM_0$ [km s $^{-1}$]
7073	2	53.162333	-27.793005	3.6	26.6	19.27	7.7+/-1.2	41.98	24.7	18.6	0.71+/-0.03	3.56+/-1.37	0.8+/-1.2	5.4+/-1.6	0.98143	480
7085	2	53.133324	-27.786724	2.95	26.7	18.82	22.2+/-1.7	42.24	67.3	16.6	0.49+/-0.01	2.98+/-1.06	10.4+/-2.3	8.4+/-2.3	0.99051	378
7087	2	53.157569	-27.764705	3.56	26.7	19.15	44.1+/-1.7	42.73	-	18.6	0.46+/-0.01	2.59+/-0.24	10.4+/-1.8	31.3+/-2.0	1.0	348
7091	2	53.173305	-27.783819	4.41	26.4	19.79	13.7+/-1.4	42.44	60.0	22.5	0.57+/-0.01	3.55+/-0.65	0.7+/-0.7	13.6+/-1.3	1.0	-
7119	2	53.132734	-27.795038	3.18	27.1	18.62	8.1+/-1.6	41.88	42.6	17.8	0.39+/-0.01	3.77+/-1.24	0.5+/-1.9	11.2+/-2.8	0.99674	-
7121	2	53.185076	-27.783946	3.68	27.1	18.86	19.3+/-1.6	42.41	82.2	19.9	0.43+/-0.02	1.90+/-0.50	6.6+/-2.6	10.8+/-2.4	0.99853	293
7131	2	53.135124	-27.792277	3.1	27.2	18.47	10.6+/-1.3	41.97	53.7	13.3	0.47+/-0.02	9.20+/-4.88	6.5+/-0.7	6.4+/-2.3	0.9633	319
7133	2	53.14691	-27.790191	3.37	27.2	18.61	26.3+/-2.0	42.45	129.1	20.5	0.51+/-0.04	3.60+/-0.41	1.3+/-1.1	19.6+/-1.5	1.0	388
7143	2	53.179101	-27.786973	3.68	28.5	17.47	17.1+/-2.4	42.35	267.2	18.4	0.61+/-0.09	5.71+/-2.95	3.5+/-0.8	5.2+/-1.8	0.95819	254
7157	2	53.158308	-27.807171	4.23	27.4	18.8	15.5+/-1.6	42.46	104.7	21.6	0.23+/-0.01	2.97+/-0.69	6.2+/-1.3	10.6+/-1.4	0.99997	205
7159	2	53.167929	-27.812327	3.0	27.9	17.63	38.1+/-2.4	42.49	322.5	19.7	0.29+/-0.02	3.80+/-0.80	15.7+/-1.0	9.9+/-1.4	0.99999	240
7161	2	53.135226	-27.797719	4.24	27.2	18.93	12.8+/-2.2	42.37	106.3	20.2	0.61+/-0.01	6.40+/-1.96	2.5+/-0.7	11.4+/-2.4	0.99845	359
7163	2	53.176588	-27.768609	2.99	27.5	18.08	18.0+/-2.4	42.16	82.5	22.9	0.36+/-0.02	4.23+/-2.07	9.1+/-1.8	9.3+/-2.6	0.96919	-
7167	2	53.174189	-27.789924	3.71	28.0	17.95	15.7+/-2.3	42.33	142.2	24.2	0.41+/-0.04	4.10+/-1.34	4.1+/-1.2	11.1+/-2.3	0.99707	-
7177	2	53.146248	-27.800812	4.85	27.4	19.02	8.0+/-1.0	42.31	66.8	12.4	0.27+/-0.01	4.49+/-1.23	1.3+/-0.6	8.1+/-1.7	0.9997	-
7179	2	53.17318	-27.7678	3.5	27.9	17.96	36.8+/-4.5	42.64	398.2	36.0	0.58+/-0.05	18.73+/-7.49	6.0+/-0.5	18.2+/-2.9	0.99233	245
7183	2	53.146084	-27.785423	4.88	27.6	18.85	9.4+/-0.8	42.39	67.3	15.0	0.41+/-0.01	3.25+/-1.29	5.6+/-0.9	4.4+/-1.2	0.98578	327
7185	2	53.152803	-27.79541	3.97	27.7	18.32	25.2+/-1.7	42.6	202.0	20.7	0.41+/-0.02	5.39+/-1.56	14.5+/-0.6	8.8+/-1.8	0.99928	217
7189	2	53.150236	-27.766438	4.14	27.6	18.54	5.4+/-1.0	41.98	57.1	13.3	0.41+/-0.02	2.35+/-2.13	2.1+/-1.1	2.4+/-1.3	0.81946	190
7193	2	53.135782	-27.795472	3.09	27.8	17.84	14.4+/-2.4	42.1	68.6	21.1	0.57+/-0.04	5.22+/-1.78	3.6+/-1.0	9.0+/-1.9	0.99546	363
7195	2	53.167605	-27.803793	3.56	27.8	18.09	10.6+/-1.5	42.11	86.9	17.1	0.26+/-0.01	2.81+/-1.20	1.3+/-0.9	4.3+/-0.8	0.98321	252
7199	2	53.159299	-27.760893	3.33	28.1	17.67	14.9+/-2.2	42.19	153.6	28.2	0.40+/-0.05	6.31+/-1.66	3.8+/-0.8	10.3+/-2.2	0.99981	235
7201	2	53.151967	-27.807977	4.5	27.6	18.7	14.7+/-1.3	42.49	80.7	23.7	0.29+/-0.01	1.19+/-0.18	4.9+/-1.2	6.2+/-1.1	1.0	259
7215	2	53.156944	-27.816141	4.86	28.9	17.5	8.1+/-1.3	42.32	-	18.9	0.23+/-0.10	4.09+/-1.37	1.4+/-0.5	6.1+/-0.9	0.99754	387
7223	2	53.138414	-27.777219	4.94	28.1	18.33	11.8+/-0.9	42.5	61.0	16.2	<0.18	2.39+/-0.64	4.6+/-1.0	6.3+/-1.0	0.99972	276
7238	2	53.146624	-27.779476	3.33	-	-	9.7+/-1.5	42.01	-	19.1	0.52+/-0.05	3.48+/-1.20	1.4+/-0.9	7.7+/-1.5	0.99335	365
7243	2	53.127778	-27.786485	4.45	28.3	17.92	6.9+/-0.9	42.16	648.4	12.9	0.22+/-0.03	1.66+/-0.73	1.7+/-0.9	3.0+/-0.8	0.97571	261
7251	2	53.137663	-27.782558	4.85	28.7	17.71	7.4+/-1.1	42.28	214.2	16.3	0.34+/-0.03	2.19+/-0.89	3.2+/-1.2	3.5+/-1.1	0.98062	206
7269	2	53.156937	-27.804686	4.5	28.4	17.88	9.5+/-1.1	42.31	165.2	21.0	0.49+/-0.02	4.93+/-2.26	5.2+/-0.4	3.8+/-1.0	0.97524	181
7301	2	53.166439	-27.807914	3.26	28.8	16.91	6.6+/-1.1	41.82	409.2	11.5	0.30+/-0.05	2.39+/-1.45	1.3+/-2.3	4.6+/-2.3	0.92578	151
7325	2	53.144018	-27.793844	4.34	29.9	16.28	4.2+/-0.8	41.92	-	13.1	0.11+/-0.10	2.05+/-0.96	0.8+/-0.8	3.5+/-1.0	0.97833	253
7359	2	53.151005	-27.7952	3.67	29.9	16.08	19.3+/-3.0	42.41	-	28.7	0.17+/-0.08	3.18+/-0.68	0.1+/-1.2	11.1+/-1.2	1.0	244

Bibliographie

- Adam, G., B. Rocca-Volmerange, S. Gerard, et al.
1997. Gas kinematics of the $z=3.8$ radiogalaxy 4C 41.17 with TIGER/CFHT. *A&A*, 326 :501–504.
- Akhlaghi, M. and T. Ichikawa
2015. Noise-based Detection and Segmentation of Nebulous Objects. *ApJS*, 220 :1.
- Álvarez-Márquez, J., D. Burgarella, S. Heinis, et al.
2016. Dust properties of Lyman-break galaxies at $z \sim 3$. *A&A*, 587 :A122.
- Ando, M., K. Ohta, I. Iwata, et al.
2006. Deficiency of Large Equivalent Width Ly α Emission in Luminous Lyman Break Galaxies at $z \sim 5-6$? *ApJ*, 645 :L9–L12.
- Atek, H., D. Kunth, D. Schaerer, et al.
2009. Empirical estimate of Ly α escape fraction in a statistical sample of Ly α emitters. *A&A*, 506 :L1–L4.
- Auer, L. H.
1968. Transfer of Lyman Alpha in Diffuse Nebulae. *ApJ*, 153 :783.
- Bacher, R., F. Chatelain, and O. Michel
2017. Global error control procedure for spatially structured targets. Signal Processing Conference (EUSIPCO), 2017 25rd European. IEEE.
- Bacon, R., M. Accardo, L. Adjali, et al.
2010. The MUSE second-generation VLT instrument. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, volume 7735 of *Proc. SPIE*, P. 773508.
- Bacon, R., J. Brinchmann, J. Richard, et al.
2015. *A&A*, 575 :A75.
- Bacon, R., S. Conseil, D. Mary, J. Brinchmann, et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, accepted (not yet published).
- Bacon, R. and G. Monnet
2017. *Optical 3D-Spectroscopy for Astronomy*. Wiley-VCH.
- Baker, J. G. and D. H. Menzel
1938. Physical Processes in Gaseous Nebulae. III. The Balmer Decrement. *ApJ*, 88 :52.
- Banerji, M., S. C. Chapman, I. Smail, et al.
2011. Luminous starbursts in the redshift desert at $z \sim 1-2$: star formation rates, masses and evidence for outflows. *MNRAS*, 418 :1071–1088.
- Beckwith, S. V. W., M. Stiavelli, A. M. Koekemoer, et al.
2006. The Hubble Ultra Deep Field. *AJ*, 132 :1729–1755.
- Behrens, C. and H. Braun
2014. Inclination dependence of Lyman- α properties in a turbulent disk galaxy. *A&A*, 572 :A74.
- Behrens, C., M. Dijkstra, and J. C. Niemeyer
2014. Beamed Ly α emission through outflow-driven cavities. *A&A*, 563 :A77.
- Behroozi, P. S., R. H. Wechsler, and C. Conroy

2013. The Average Star Formation Histories of Galaxies in Dark Matter Halos from $z = 0-8$. *ApJ*, 770 :57.
- Bertin, E. and S. Arnouts
1996. SExtractor : Software for source extraction. *A&AS*, 117 :393–404.
- Bik, A., G. Östlin, M. Hayes, A. Adamo, J. Melinder, and P. Amram
2015. VLT/MUSE view of the highly ionized outflow cones in the nearby starburst ESO338-IG04. *A&A*, 576 :L13.
- Binney, J.
1977. The physics of dissipational galaxy formation. *ApJ*, 215 :483–491.
- Blanc, G. A., J. J. Adams, K. Gebhardt, et al.
2011. The HETDEX Pilot Survey. II. The Evolution of the Ly α Escape Fraction from the Ultraviolet Slope and Luminosity Function of $1.9 < z < 3.8$ LAEs. *ApJ*, 736 :31.
- Blumenthal, G. R., S. M. Faber, J. R. Primack, and M. J. Rees
1984. Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter. *Nature*, 311 :517–525.
- Bond, N. A., J. J. Feldmeier, A. Matković, et al.
2010. Evidence for Spatially Compact Ly α Emission in $z = 3.1$ Ly α -emitting Galaxies. *ApJ*, 716 :L200–L204.
- Bond, N. A., J. P. Gardner, D. F. de Mello, et al.
2014. The Rest-frame Ultraviolet Structure of $0.5 < z < 1.5$ Galaxies. *ApJ*, 791 :18.
- Borisova, E., S. Cantalupo, S. J. Lilly, et al.
2016. Ubiquitous Giant Ly α Nebulae around the Brightest Quasars at $z \sim 3.5$ Revealed with MUSE. *ApJ*, 831 :39.
- Bouché, N., M. T. Murphy, G. G. Kacprzak, et al.
2013. Signatures of Cool Gas Fueling a Star-Forming Galaxy at Redshift 2.3. *Science*, 341 :50–53.
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, P. A. Oesch, et al.
2011a. Ultraviolet Luminosity Functions from 132 $z \sim 7$ and $z \sim 8$ Lyman-break Galaxies in the Ultra-deep HUDF09 and Wide-area Early Release Science WFC3/IR Observations. *ApJ*, 737 :90.
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, P. A. Oesch, et al.
2011b. Ultraviolet Luminosity Functions from 132 $z \sim 7$ and $z \sim 8$ Lyman-break Galaxies in the Ultra-deep HUDF09 and Wide-area Early Release Science WFC3/IR Observations. *ApJ*, 737 :90.
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, P. A. Oesch, et al.
2012. UV-continuum Slopes at $z \sim 4-7$ from the HUDF09+ERS+CANDELS Observations : Discovery of a Well-defined UV Color-Magnitude Relationship for $z \geq 4$ Star-forming Galaxies. *ApJ*, 754 :83.
- Bouwens, R. J., P. A. Oesch, G. D. Illingworth, et al.
2013. Photometric Constraints on the Redshift of $z \sim 10$ Candidate UDFj-39546284 from Deeper WFC3/IR+ACS+IRAC Observations over the HUDF. *ApJ*, 765 :L16.
- Bradley, L., B. Sipocz, T. Robitaille, et al.
2016. astropy/photutils v0.2.2.
- Brinchmann, J., R. Abraham, D. Schade, et al.
1998. Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. I. Morphological Properties. *ApJ*, 499 :112–133.
- Brinchmann, J. et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Brinchmann, J., D. Kunth, and F. Durret

2008. Galaxies with Wolf-Rayet signatures in the low-redshift Universe. A survey using the Sloan Digital Sky Survey. *A&A*, 485 :657–677.
- Brocklehurst, M.
1971. Calculations of level populations for the low levels of hydrogenic ions in gaseous nebulae. *MNRAS*, 153 :471–490.
- Bruzual, G. and S. Charlot
2003. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344 :1000–1028.
- Calzetti, D., L. Armus, R. C. Bohlin, et al.
2000. The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies. *ApJ*, 533 :682–695.
- Cantalupo, S.
2017. Gas Accretion and Giant Ly α Nebulae. In *Astrophysics and Space Science Library*, A. Fox and R. Davé, eds., volume 430 of *Astrophysics and Space Science Library*, P. 195.
- Cantalupo, S., F. Arrigoni-Battaia, J. X. Prochaska, J. F. Hennawi, and P. Madau
2014. A cosmic web filament revealed in Lyman- α emission around a luminous high-redshift quasar. *Nature*, 506 :63–66.
- Cantalupo, S., S. J. Lilly, and M. G. Haehnelt
2012. Detection of dark galaxies and circum-galactic filaments fluorescently illuminated by a quasar at $z = 2.4$. *MNRAS*, 425 :1992–2014.
- Cantalupo, S., C. Porciani, S. J. Lilly, and F. Miniati
2005. Fluorescent Ly α Emission from the High-Redshift Intergalactic Medium. *ApJ*, 628 :61–75.
- Cassata, P., O. Le Fèvre, B. Garilli, et al.
2011. The VIMOS VLT Deep Survey : star formation rate density of Ly α emitters from a sample of 217 galaxies with spectroscopic redshifts $2 \leq z \leq 6.6$. *A&A*, 525 :A143.
- Charlot, S. and S. M. Fall
1993. Lyman-Alpha Emission from Galaxies. *ApJ*, 415 :580.
- Cikota, A., A. De Cia, S. Schulze, et al.
2017. Spatially resolved analysis of superluminous supernovae PTF 11hrq and PTF 12dam host galaxies. *MNRAS*, 469 :4705–4717.
- Clément, B., J.-G. Cuby, F. Courbin, et al.
2012. Evolution of the observed Ly α luminosity function from $z = 6.5$ to $z = 7.7$: evidence for the epoch of reionization? *A&A*, 538 :A66.
- Coe, D., N. Benítez, S. F. Sánchez, M. Jee, R. Bouwens, and H. Ford
2006. Galaxies in the Hubble Ultra Deep Field. I. Detection, Multiband Photometry, Photometric Redshifts, and Morphology. *AJ*, 132 :926–959.
- Cohen-Tannoudji, C., D. Bernard, and F. Laloë
. *Mécanique quantique*.
- Comastri, A., P. Ranalli, K. Iwasawa, et al.
2011. The XMM Deep survey in the CDF-S. I. First results on heavily obscured AGN. *A&A*, 526 :L9.
- Conseil, S., R. Bacon, L. Piqueras, and M. Shepherd
2016. Advanced Data Reduction for the MUSE Deep Fields. *ArXiv e-prints*.
- Courbot, J.-B., V. Mazet, E. Monfrini, and C. Collet
2016. Detection of faint extended sources in hyperspectral data and application to HDF-S MUSE observations. IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP), P. 1891–1895.
- Courbot, J.-B., V. Mazet, E. Monfrini, and C. Collet
2017a. Extended faint source detection in astronomical hyperspectral images. *Signal Processing*, 135.

- Courbot, J.-B., E. Monfrini, V. Mazet, and C. Collet
2017b. Oriented Triplet Markov fields for Hyperspectral Image Segmentation. 8th Workshop on Hyperspectral Image and Signal Processing : Evolution in Remote Sensing (WHISPERS). IEEE.
- Cowie, L. L. and E. M. Hu
1998. High- z Ly α Emitters. I. A Blank-Field Search for Objects near Redshift $Z = 3.4$ in and around the Hubble Deep Field and the Hawaii Deep Field SSA 22. *AJ*, 115 :1319–1328.
- Daddi, E., A. Cimatti, A. Renzini, et al.
2004. A New Photometric Technique for the Joint Selection of Star-forming and Passive Galaxies at $1.4 \lesssim z \lesssim 2.5$. *ApJ*, 617 :746–764.
- de Ravel, L., O. Le Fèvre, L. Tresse, et al.
2009. The VIMOS VLT Deep Survey. Evolution of the major merger rate since $z \sim 1$ from spectroscopically confirmed galaxy pairs. *A&A*, 498 :379–397.
- Dickinson, M., D. Stern, M. Giavalisco, et al.
2004. Color-selected Galaxies at $z \sim 6$ in the Great Observatories Origins Deep Survey. *ApJ*, 600 :L99–L102.
- Dijkstra, M.
2014. Ly α Emitting Galaxies as a Probe of Reionisation. *PASA*, 31 :e040.
- Dijkstra, M., Z. Haiman, and M. Spaans
2006a. Ly α Radiation from Collapsing Protogalaxies. I. Characteristics of the Emergent Spectrum. *ApJ*, 649 :14–36.
- Dijkstra, M., Z. Haiman, and M. Spaans
2006b. Ly α Radiation from Collapsing Protogalaxies. II. Observational Evidence for Gas Infall. *ApJ*, 649 :37–47.
- Dijkstra, M. and A. Jeason-Daniel
2013. Empirical constraints on the star formation and redshift dependence of the Ly α ‘effective’ escape fraction. *MNRAS*, 435 :3333–3341.
- Dijkstra, M. and R. Kramer
2012. Line transfer through clumpy, large-scale outflows : Ly α absorption and haloes around star-forming galaxies. *MNRAS*, 424 :1672–1693.
- Dijkstra, M. and A. Loeb
2009. Ly α blobs as an observational signature of cold accretion streams into galaxies. *MNRAS*, 400 :1109–1120.
- Djorgovski, S., D. J. Thompson, J. D. Smith, and J. Trauger
1992. Searches for Protogalaxies and Protoclusters. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 24 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, P. 1248.
- Dopita, M. A. and R. S. Sutherland
2003. Book Review : Astrophysics of the diffuse universe / Springer, 2003. *Astronomy and Geophysics*, 44 :35.
- Drake, A., T. Garel, F. Leclercq, et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Dunlop, J. S., R. J. McLure, A. D. Biggs, et al.
2017. A deep ALMA image of the Hubble Ultra Deep Field. *MNRAS*, 466 :861–883.
- Dunlop, J. S., A. B. Rogers, R. J. McLure, et al.
2013. The UV continua and inferred stellar populations of galaxies at $z \sim 7-9$ revealed by the Hubble Ultra-Deep Field 2012 campaign. *MNRAS*, 432 :3520–3533.
- Ellis, R. S., R. J. McLure, J. S. Dunlop, et al.
2013. The Abundance of Star-forming Galaxies in the Redshift Range 8.5-12 : New Results from the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign. *ApJ*, 763 :L7.

- Fardal, M. A., N. Katz, J. P. Gardner, et al.
2001. Cooling Radiation and the Ly α Luminosity of Forming Galaxies. *ApJ*, 562 :605–617.
- Faucher-Giguère, C.-A., P. F. Hopkins, D. Kereš, et al.
2015. Neutral hydrogen in galaxy haloes at the peak of the cosmic star formation history. *MNRAS*, 449 :987–1003.
- Faucher-Giguère, C.-A., D. Kereš, M. Dijkstra, L. Hernquist, and M. Zaldarriaga
2010. Ly α Cooling Emission from Galaxy Formation. *ApJ*, 725 :633–657.
- Feldmeier, J. J., A. Hagen, R. Ciardullo, et al.
2013. Searching for Neutral Hydrogen Halos around $z \sim 2.1$ and $z \sim 3.1$ Ly α Emitting Galaxies. *ApJ*, 776 :75.
- Finkelstein, S. L., S. H. Cohen, J. Moustakas, et al.
2011. Dust Extinction and Metallicities of Star-forming Ly α Emitting Galaxies at Low Redshift. *ApJ*, 733 :117.
- Finley, H. et al.
2017. *Astronomy & Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Friedmann, A.
1922. Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10 :377–386.
- Fumagalli, M., S. Cantalupo, A. Dekel, et al.
2016. MUSE searches for galaxies near very metal-poor gas clouds at $z \sim 3$: new constraints for cold accretion models. *MNRAS*, 462 :1978–1988.
- Fumagalli, M., F. Haardt, T. Theuns, et al.
2017. A measurement of the $z = 0$ UV background from H α fluorescence. *MNRAS*, 467 :4802–4816.
- Fumagalli, M., J. X. Prochaska, D. Kasen, A. Dekel, D. Ceverino, and J. R. Primack
2011. Absorption-line systems in simulated galaxies fed by cold streams. *MNRAS*, 418 :1796–1821.
- Furlanetto, S. R., J. Schaye, V. Springel, and L. Hernquist
2005. Ly α Emission from Structure Formation. *ApJ*, 622 :7–27.
- Furlanetto, S. R., M. Zaldarriaga, and L. Hernquist
2004. The Growth of H II Regions During Reionization. *ApJ*, 613 :1–15.
- Fynbo, J. U., P. Møller, and B. Thomsen
2001. Probing the faint end of the Galaxy luminosity function at $z = 3$ with Ly α emission. *A&A*, 374 :443–453.
- Gallego, S. G., S. Cantalupo, S. Lilly, R. A. Marino, et al.
2017. Stacking the Cosmic Web in Fluorescent Lyman alpha Emission with MUSE. *ArXiv e-prints*, submitted to MNRAS (not yet accepted).
- Garel, T., J. Blaizot, B. Guiderdoni, et al.
2015. The UV, Lyman α , and dark matter halo properties of high-redshift galaxies. *MNRAS*, 450 :1279–1294.
- Giavalisco, M., H. C. Ferguson, A. M. Koekemoer, et al.
2004. The Great Observatories Origins Deep Survey : Initial Results from Optical and Near-Infrared Imaging. *ApJ*, 600 :L93–L98.
- Gott, III, J. R., M. Jurić, D. Schlegel, et al.
2005. A Map of the Universe. *ApJ*, 624 :463–484.
- Grogin, N. A., D. D. Kocevski, S. M. Faber, et al.
2011. CANDELS : The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey. *ApJS*, 197 :35.
- Gronke, M. and M. Dijkstra

2014. Directional Ly α equivalent boosting - I. Spherically symmetric distributions of clumps. *MNRAS*, 444 :1095–1103.
- Gronwall, C., R. Ciardullo, T. Hickey, et al.
2007. Ly α Emission-Line Galaxies at $z = 3.1$ in the Extended Chandra Deep Field-South. *ApJ*, 667 :79–91.
- Guaita, L., E. Gawiser, N. Padilla, et al.
2010. Ly α -emitting Galaxies at $z = 2.1$ in ECDF-S : Building Blocks of Typical Present-day Galaxies? *ApJ*, 714 :255–269.
- Guaita, L., J. Melinder, M. Hayes, et al.
2015. The Lyman alpha reference sample. IV. Morphology at low and high redshift. *A&A*, 576 :A51.
- Gu erou, A. et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, accepted (not yet published).
- Haardt, F. and P. Madau
1996. Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background. *ApJ*, 461 :20.
- Haiman, Z. and M. J. Rees
2001. Extended Ly α Emission around Young Quasars : A Constraint on Galaxy Formation. *ApJ*, 556 :87–92.
- Hartmann, L. W., J. P. Huchra, M. J. Geller, P. O’Brien, and R. Wilson
1988. Lyman-alpha emission in star-forming galaxies. *ApJ*, 326 :101–109.
- Hashimoto, T., T. Garel, B. Guiderdoni, et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Hashimoto, T., M. Ouchi, K. Shimasaku, et al.
2017. Ly α emitters with very large Ly α equivalent widths, $EW_0(\text{Ly}\alpha) \simeq 200\text{--}400 \text{ \AA}$, at $z \sim 2$. *MNRAS*, 465 :1543–1562.
- Hashimoto, T., A. Verhamme, M. Ouchi, et al.
2015. A Close Comparison between Observed and Modeled Ly α Lines for $z \sim 2.2$ Ly α Emitters. *ApJ*, 812 :157.
- Hayashino, T., Y. Matsuda, H. Tamura, et al.
2004. Large-Scale Structure of Emission-Line Galaxies at $z=3.1$. *AJ*, 128 :2073–2079.
- Hayes, M.
2015. Lyman Alpha Emitting Galaxies in the Nearby Universe. *PASA*, 32 :e027.
- Hayes, M., J. Melinder, G.  stlin, et al.
2016. O vi Emission Imaging of a Galaxy with the Hubble Space Telescope : a Warm Gas Halo Surrounding the Intense Starburst SDSS J115630.63+500822.1. *ApJ*, 828 :49.
- Hayes, M., G.  stlin, F. Duval, et al.
2014. The Lyman Alpha Reference Sample. II. Hubble Space Telescope Imaging Results, Integrated Properties, and Trends. *ApJ*, 782 :6.
- Hayes, M., G.  stlin, J. M. Mas-Hesse, et al.
2005. HST/ACS Lyman α imaging of the nearby starburst ESO 338-IG04. *A&A*, 438 :71–85.
- Hayes, M., G.  stlin, D. Schaerer, et al.
2010. Escape of about five per cent of Lyman- α photons from high-redshift star-forming galaxies. *Nature*, 464 :562–565.
- Hayes, M., G.  stlin, D. Schaerer, et al.
2013. The Lyman Alpha Reference Sample : Extended Lyman Alpha Halos Produced at Low Dust Content. *ApJ*, 765 :L27.
- Hayes, M., D. Schaerer, G.  stlin, et al.

2011. On the Redshift Evolution of the Ly α Escape Fraction and the Dust Content of Galaxies. *ApJ*, 730 :8.
- Herenz, E. C., P. Gruyters, I. Orlitova, et al.
2016. The Lyman alpha reference sample. VII. Spatially resolved H α kinematics. *A&A*, 587 :A78.
- Hill, G. J., K. Gebhardt, E. Komatsu, et al.
2008. The Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX) : Description and Early Pilot Survey Results. In *Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution*, T. Kodama, T. Yamada, and K. Aoki, eds., volume 399 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, P. 115.
- Hinton, S. R., T. M. Davis, C. Lidman, K. Glazebrook, and G. F. Lewis
2016. MARZ : Manual and automatic redshifting software. *Astronomy and Computing*, 15 :61–71.
- Huang, K.-H., M. Bradač, B. C. Lemaux, et al.
2016. Spitzer Ultra Faint SURvey Program (SURFS UP). II. IRAC-detected Lyman-Break Galaxies at $6 \lesssim z \lesssim 10$ behind Strong-lensing Clusters. *ApJ*, 817 :11.
- Hubble, E.
1929. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Contributions from the Mount Wilson Observatory, vol. 3, pp.23-28*, 3 :23–28.
- Hubble, E. P.
1926. Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64.
- Illingworth, G. D., D. Magee, P. A. Oesch, et al.
2013. The HST eXtreme Deep Field (XDF) : Combining All ACS and WFC3/IR Data on the HUDF Region into the Deepest Field Ever. *ApJS*, 209 :6.
- Inami, H., R. Bacon, J. Brinchmann, J. Richard, et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Jeeson-Daniel, A., B. Ciardi, U. Maio, et al.
2012. Effect of intergalactic medium on the observability of Ly α emitters during cosmic reionization. *MNRAS*, 424 :2193–2212.
- Jiang, L., E. Egami, X. Fan, et al.
2013. Physical Properties of Spectroscopically Confirmed Galaxies at $z \geq 6$. II. Morphology of the Rest-frame UV Continuum and Ly α Emission. *ApJ*, 773 :153.
- Karman, W., K. I. Caputi, G. B. Caminha, et al.
2017. MUSE integral-field spectroscopy towards the Frontier Fields cluster Abell S1063. II. Properties of low luminosity Lyman α emitters at $z > 3$. *A&A*, 599 :A28.
- Kashikawa, N., K. Aoki, R. Asai, et al.
2002. FOCAS : The Faint Object Camera and Spectrograph for the Subaru Telescope. *PASJ*, 54 :819–832.
- Kennicutt, Jr., R. C.
1998. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *ApJ*, 498 :541–552.
- Kereš, D., N. Katz, D. H. Weinberg, and R. Davé
2005. How do galaxies get their gas? *MNRAS*, 363 :2–28.
- Kewley, L. J. and M. A. Dopita
2002. Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies. *ApJS*, 142 :35–52.
- Koekemoer, A. M., S. M. Faber, H. C. Ferguson, et al.
2011. CANDELS : The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey - The Hubble Space Telescope Observations, Imaging Data Products, and Mosaics. *ApJS*, 197 :36.

- Kollmeier, J. A., Z. Zheng, R. Davé, et al.
2010. Ly α Emission from Cosmic Structure. I. Fluorescence. *ApJ*, 708 :1048–1075.
- Konno, A., M. Ouchi, K. Nakajima, et al.
2016. Bright and Faint Ends of Ly α Luminosity Functions at $z = 2$ Determined by the Subaru Survey : Implications for AGNs, Magnification Bias, and ISM H I Evolution. *ApJ*, 823 :20.
- Konno, A., M. Ouchi, Y. Ono, et al.
2014. Accelerated Evolution of the Ly α Luminosity Function at $z \lesssim 7$ Revealed by the Subaru Ultra-deep Survey for Ly α Emitters at $z = 7.3$. *ApJ*, 797 :16.
- Kunth, D., C. Leitherer, J. M. Mas-Hesse, G. Östlin, and A. Petrosian
2003. The First Deep Advanced Camera for Surveys Ly α Images of Local Starburst Galaxies. *ApJ*, 597 :263–268.
- Labbé, I., P. A. Oesch, G. D. Illingworth, et al.
2015. Ultradeep IRAC Imaging Over the HUDF and GOODS-South : Survey Design and Imaging Data Release. *ApJS*, 221 :23.
- Lai, K., J.-S. Huang, G. Fazio, et al.
2007. The Stellar Population of Ly α -emitting Galaxies at $z \sim 5.7$. *ApJ*, 655 :704–713.
- Lake, E., Z. Zheng, R. Cen, R. Sadoun, R. Momose, and M. Ouchi
2015. On the Diffuse Ly α Halo around Ly α Emitting Galaxies. *ApJ*, 806 :46.
- Laursen, P., J. Sommer-Larsen, and A. C. Andersen
2009. Ly α Radiative Transfer with Dust : Escape Fractions from Simulated High-Redshift Galaxies. *ApJ*, 704 :1640–1656.
- Laursen, P., J. Sommer-Larsen, and A. O. Razoumov
2011. Intergalactic Transmission and Its Impact on the Ly α Line. *ApJ*, 728 :52.
- Le Fèvre, O., P. Cassata, O. Cucciati, et al.
2013. The VIMOS VLT Deep Survey final data release : a spectroscopic sample of 35 016 galaxies and AGN out to $z \sim 6.7$ selected with $17.5 \leq i_{AB} \leq 24.75$. *A&A*, 559 :A14.
- Le Fèvre, O., M. Saisse, D. Mancini, et al.
2003. Commissioning and performances of the VLT-VIMOS instrument. In *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, M. Iye and A. F. M. Moorwood, eds., volume 4841 of *Proc. SPIE*, Pp. 1670–1681.
- Leclercq, F., R. Bacon, L. Wisotzki, et al.
2017. *Astronomy & Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Lehner, N., J. C. Howk, T. M. Tripp, et al.
2013. The Bimodal Metallicity Distribution of the Cool Circumgalactic Medium at $z \lesssim 1$. *ApJ*, 770 :138.
- Lemaître, G.
1927. Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47 :49–59.
- Luo, B., W. N. Brandt, Y. Q. Xue, et al.
2017. The Chandra Deep Field-South Survey : 7 Ms Source Catalogs. *ApJS*, 228 :2.
- Madau, P., L. Pozzetti, and M. Dickinson
1998. The Star Formation History of Field Galaxies. *ApJ*, 498 :106–116.
- Malhotra, S. and J. E. Rhoads
2002. Large Equivalent Width Ly α line Emission at $z=4.5$: Young Galaxies in a Young Universe? *ApJ*, 565 :L71–L74.
- Malhotra, S., J. X. Wang, J. E. Rhoads, T. M. Heckman, and C. A. Norman
2003. No X-Ray-bright Type II Quasars among the Ly α Emitters. *ApJ*, 585 :L25–L28.

- Mannucci, F., G. Cresci, R. Maiolino, A. Marconi, and A. Gnerucci
2010. A fundamental relation between mass, star formation rate and metallicity in local and high-redshift galaxies. *MNRAS*, 408 :2115–2127.
- Marino, R., S. Cantalupo, S. Lilly, et al.
in prep. *ApJ*, in prep.
- Martin, D. C., M. Matuszewski, P. Morrissey, et al.
2016. A Newly Forming Cold Flow Protogalactic Disk, a Signature of Cold Accretion from the Cosmic Web. *ApJ*, 824 :L5.
- Mary, D., C. Clastres, A. Schutz, R. Bacon, et al.
in prep. *Astronomy&Astrophysics*, in prep.
- Mas-Ribas, L., M. Dijkstra, et al.
2017. Small-scale Intensity Mapping : Extended Ly α , H α , and Continuum Emission as a Probe of Halo Star Formation in High-redshift Galaxies. *ApJ*, 841 :19.
- Maseda, M. et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, accepted (not yet published).
- Matsuda, Y., T. Yamada, T. Hayashino, et al.
2011. The Subaru Ly α blob survey : a sample of 100-kpc Ly α blobs at $z = 3$. *MNRAS*, 410 :L13–L17.
- Matsuda, Y., T. Yamada, T. Hayashino, R. Yamauchi, et al.
2012. Diffuse Ly α haloes around Ly α emitters at $z=3$: do dark matter distributions determine the Ly α spatial extents? *MNRAS*, 425 :878–883.
- McLeod, A. F., P. M. Weilbacher, A. Ginsburg, et al.
2016. A nebular analysis of the central Orion nebula with MUSE. *MNRAS*, 455 :4057–4086.
- McQuinn, M., A. Lidz, O. Zahn, et al.
2007. The morphology of HII regions during reionization. *MNRAS*, 377 :1043–1063.
- Meurer, G. R., T. M. Heckman, and D. Calzetti
1999. Dust Absorption and the Ultraviolet Luminosity Density at $z \sim 3$ as Calibrated by Local Starburst Galaxies. *ApJ*, 521 :64–80.
- Meurer, G. R., T. M. Heckman, C. Leitherer, et al.
1995. Starbursts and Star Clusters in the Ultraviolet. *AJ*, 110 :2665.
- Michel-Dansac, L., J. Blaizot, T. Garel, and A. Verhamme
in prep. *MNRAS*, in prep.
- Mihalas, D.
1978. *Stellar atmospheres /2nd edition/*.
- Momose, R., M. Ouchi, K. Nakajima, et al.
2014. Diffuse Ly α haloes around galaxies at $z = 2.2-6.6$: implications for galaxy formation and cosmic reionization. *MNRAS*, 442 :110–120.
- Momose, R., M. Ouchi, K. Nakajima, et al.
2016. Statistical properties of diffuse Ly α haloes around star-forming galaxies at $z \sim 2$. *MNRAS*, 457 :2318–2330.
- Moster, B. P., R. S. Somerville, C. Maubetsch, et al.
2010. Constraints on the Relationship between Stellar Mass and Halo Mass at Low and High Redshift. *ApJ*, 710 :903–923.
- Nakajima, K. and M. Ouchi
2014. Ionization state of inter-stellar medium in galaxies : evolution, SFR- M_* - Z dependence, and ionizing photon escape. *MNRAS*, 442 :900–916.
- Nakajima, K., M. Ouchi, K. Shimasaku, et al.
2012. Average Metallicity and Star Formation Rate of Ly α Emitters Probed by a Triple Narrowband Survey. *ApJ*, 745 :12.

- Nakajima, K., M. Ouchi, K. Shimasaku, et al.
2013. First Spectroscopic Evidence for High Ionization State and Low Oxygen Abundance in Ly α Emitters. *ApJ*, 769 :3.
- Neufeld, D. A.
1990. The transfer of resonance-line radiation in static astrophysical media. *ApJ*, 350 :216–241.
- Nilsson, K. K., C. Tapken, P. Møller, et al.
2009. Evolution in the properties of Lyman- α emitters from redshifts $z \sim 3$ to $z \sim 2$. *A&A*, 498 :13–23.
- North, P. L., R. A. Marino, C. Gorgoni, et al.
2017. MUSE-inspired view of the quasar Q2059-360, its Lyman α blob, and its neighborhood. *A&A*, 604 :A23.
- Ocvirk, P., C. Pichon, and R. Teyssier
2008. Bimodal gas accretion in the Horizon-MareNostrum galaxy formation simulation. *MNRAS*, 390 :1326–1338.
- Ono, Y., M. Ouchi, K. Shimasaku, J. Dunlop, et al.
2010. Stellar Populations of Ly α Emitters at $z \sim 6$ -7 : Constraints on the Escape Fraction of Ionizing Photons from Galaxy Building Blocks. *ApJ*, 724 :1524–1535.
- Osterbrock, D. E.
1989. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.
- Östlin, G., M. Hayes, F. Duval, et al.
2014. The Ly α Reference Sample. I. Survey Outline and First Results for Markarian 259. *ApJ*, 797 :11.
- Ouchi, M., Y. Harikane, T. Shibuya, et al.
2017. Systematic Identification of LAEs for Visible Exploration and Reionization Research Using Subaru HSC (SILVERRUSH). I. Program Strategy and Clustering Properties of $\sim 2,000$ Ly α Emitters at $z=6$ -7 over the 0.3-0.5 Gpc² Survey Area. *ArXiv e-prints*.
- Ouchi, M., K. Shimasaku, M. Akiyama, et al.
2008. The Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS). IV. Evolution of Ly α Emitters from $z = 3.1$ to 5.7 in the 1 deg² Field : Luminosity Functions and AGN. *ApJS*, 176 :301–330.
- Ouchi, M., K. Shimasaku, H. Furusawa, et al.
2003. Subaru Deep Survey. II. Luminosity Functions and Clustering Properties of Ly α Emitters at $z=4.86$ in the Subaru Deep Field. *ApJ*, 582 :60–68.
- Ouchi, M., K. Shimasaku, H. Furusawa, et al.
2010. Statistics of 207 Ly α Emitters at a Redshift Near 7 : Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models. *ApJ*, 723 :869–894.
- Ouchi, M., K. Shimasaku, S. Okamura, et al.
2004. Subaru Deep Survey. V. A Census of Lyman Break Galaxies at $z \simeq 4$ and 5 in the Subaru Deep Fields : Photometric Properties. *ApJ*, 611 :660–684.
- Partridge, R. B. and P. J. E. Peebles
1967. Are Young Galaxies Visible? *ApJ*, 147 :868.
- Patrício, V., J. Richard, A. Verhamme, et al.
2016. A young star-forming galaxy at $z = 3.5$ with an extended Lyman α halo seen with MUSE. *MNRAS*, 456 :4191–4208.
- Pearson, E. S., R. B. D’Agostino, and K. O. Bowman
1977. Tests for departure from normality : Comparison of powers . *Biometrika*, 64 :231–246.

- Peebles, P. J. E.
1974. The Gravitational-Instability Picture and the Nature of the Distribution of Galaxies. *ApJ*, 189 :L51.
- Pentericci, L., A. Grazian, C. Scarlata, et al.
2010. Physical and morphological properties of $z \sim 3$ Lyman break galaxies : dependence on Ly α line emission. *A&A*, 514 :A64.
- Penzias, A. A. and R. W. Wilson
1965. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142 :419–421.
- Petrosian, V.
1976. Surface brightness and evolution of galaxies. *ApJ*, 209 :L1–L5.
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al.
2014. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *A&A*, 571 :A16.
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, et al.
2016. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *A&A*, 594 :A13.
- Quiret, S., C. Péroux, T. Zafar, et al.
2016. The ESO UVES advanced data products quasar sample - VI. Sub-damped Lyman α metallicity measurements and the circumgalactic medium. *MNRAS*, 458 :4074–4121.
- Rafelski, M., H. I. Teplitz, J. P. Gardner, et al.
2015. UVUDF : Ultraviolet Through Near-infrared Catalog and Photometric Redshifts of Galaxies in the Hubble Ultra Deep Field. *AJ*, 150 :31.
- Raiter, A., D. Schaerer, and R. A. E. Fosbury
2010. Predicted UV properties of very metal-poor starburst galaxies. *A&A*, 523 :A64.
- Rauch, M., M. Haehnelt, A. Bunker, et al.
2008. A Population of Faint Extended Line Emitters and the Host Galaxies of Optically Thick QSO Absorption Systems. *ApJ*, 681 :856–880.
- Richard, J., T. Jones, R. Ellis, et al.
2011. The emission line properties of gravitationally lensed $1.5 < z < 5$ galaxies. *MNRAS*, 413 :643–658.
- Robertson, B. E., R. S. Ellis, J. S. Dunlop, et al.
2010. Early star-forming galaxies and the reionization of the Universe. *Nature*, 468 :49–55.
- Robertson, H. P.
1929. On the Foundations of Relativistic Cosmology. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15 :822–829.
- Rosdahl, J. and J. Blaizot
2012. Extended Ly α emission from cold accretion streams. *MNRAS*, 423 :344–366.
- Rudie, G. C., C. C. Steidel, R. F. Trainor, et al.
2012. The Gaseous Environment of High- z Galaxies : Precision Measurements of Neutral Hydrogen in the Circumgalactic Medium of $z \sim 2$ -3 Galaxies in the Keck Baryonic Structure Survey. *ApJ*, 750 :67.
- Rujopakarn, W., J. S. Dunlop, G. H. Rieke, et al.
2016. VLA and ALMA Imaging of Intense Galaxy-wide Star Formation in $z \sim 2$ Galaxies. *ApJ*, 833 :12.
- Salpeter, E. E.
1955. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *ApJ*, 121 :161.
- Sargent, W. L. W., P. J. Young, A. Boksenberg, and D. Tytler
1980. The distribution of Lyman-alpha absorption lines in the spectra of six QSOs - Evidence for an intergalactic origin. *ApJS*, 42 :41–81.
- Schaerer, D.

2003. The transition from Population III to normal galaxies : Ly α and He II emission and the ionising properties of high redshift starburst galaxies. *A&A*, 397 :527–538.
- Schechter, P.
1976. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *ApJ*, 203 :297–306.
- Shen, S., P. Madau, J. Guedes, L. Mayer, J. X. Prochaska, and J. Wadsley
2013. The Circumgalactic Medium of Massive Galaxies at $z \sim 3$: A Test for Stellar Feedback, Galactic Outflows, and Cold Streams. *ApJ*, 765 :89.
- Shibuya, T., M. Ouchi, and Y. Harikane
2015. Morphologies of $\sim 190,000$ Galaxies at $z = 0-10$ Revealed with HST Legacy Data. I. Size Evolution. *ApJS*, 219 :15.
- Shibuya, T., M. Ouchi, Y. Harikane, et al.
2017. SILVERRUSH. III. Deep Optical and Near-Infrared Spectroscopy for Ly α and UV-Nebular Lines of Bright Ly α Emitters at $z=6-7$. *ArXiv e-prints*.
- Shibuya, T., M. Ouchi, M. Kubo, and Y. Harikane
2016. Morphologies of $\sim 190,000$ Galaxies at $z = 0-10$ Revealed with HST Legacy Data. II. Evolution of Clumpy Galaxies. *ApJ*, 821 :72.
- Shimasaku, K., N. Kashikawa, M. Doi, et al.
2006. Ly α Emitters at $z = 5.7$ in the Subaru Deep Field. *PASJ*, 58 :313–334.
- Silk, J.
1977. On the fragmentation of cosmic gas clouds. I - The formation of galaxies and the first generation of stars. *ApJ*, 211 :638–648.
- Soto, K. T., S. J. Lilly, R. Bacon, J. Richard, and S. Conseil
2016. ZAP : Zurich Atmosphere Purge. Astrophysics Source Code Library.
- Spitzer, L.
1978. *Physical processes in the interstellar medium*.
- Stark, D. P., R. S. Ellis, S. Charlot, et al.
2017. Ly α and C III] emission in $z = 7-9$ Galaxies : accelerated reionization around luminous star-forming systems? *MNRAS*, 464 :469–479.
- Steidel, C. C., K. L. Adelberger, A. E. Shapley, et al.
2003. Lyman Break Galaxies at Redshift $z \sim 3$: Survey Description and Full Data Set. *ApJ*, 592 :728–754.
- Steidel, C. C., M. Bogosavljević, A. E. Shapley, et al.
2011. Diffuse Ly α Emitting Halos : A Generic Property of High-redshift Star-forming Galaxies. *ApJ*, 736 :160.
- Steidel, C. C., M. Giavalisco, M. Dickinson, and K. L. Adelberger
1996. Spectroscopy of Lyman Break Galaxies in the Hubble Deep Field. *AJ*, 112 :352.
- Swinbank, A. M., J. D. R. Vernet, I. Smail, et al.
2015. Mapping the dynamics of a giant Ly α halo at $z = 4.1$ with MUSE : the energetics of a large-scale AGN-driven outflow around a massive, high-redshift galaxy. *MNRAS*, 449 :1298–1308.
- Tasitsiomi, A.
2006. Ly α Radiative Transfer in Cosmological Simulations and Application to a $z \sim 8$ Ly α Emitter. *ApJ*, 645 :792–813.
- Teplitz, H. I., M. Rafelski, P. Kurczynski, et al.
2013. UVUDF : Ultraviolet Imaging of the Hubble Ultra Deep Field with Wide-Field Camera 3. *AJ*, 146 :159.
- Teyssier, R.
2002. Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. *A&A*, 385 :337–364.

- Thompson, D. and S. G. Djorgovski
1995. Serendipitous Long-Slit Surveys for Primeval Galaxies. *AJ*, 110 :982.
- Tilvi, V., C. Papovich, S. L. Finkelstein, et al.
2014. Rapid Decline of Ly α Emission toward the Reionization Era. *ApJ*, 794 :5.
- Trebitsch, M., J. Blaizot, J. Rosdahl, J. Devriendt, and A. Slyz
2017. Fluctuating feedback-regulated escape fraction of ionizing radiation in low-mass, high-redshift galaxies. *MNRAS*, 470 :224–239.
- Trebitsch, M., A. Verhamme, J. Blaizot, and J. Rosdahl
2016. Lyman- α blobs : polarization arising from cold accretion. *A&A*, 593 :A122.
- Tremonti, C. A., T. M. Heckman, G. Kauffmann, et al.
2004. The Origin of the Mass-Metallicity Relation : Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. *ApJ*, 613 :898–913.
- van de Voort, F. and J. Schaye
2012. Properties of gas in and around galaxy haloes. *MNRAS*, 423 :2991–3010.
- Ventou, E., T. Contini, , N. Bouché, B. Epinat, et al.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, submitted (not yet accepted).
- Verhamme, A., Y. Dubois, J. Blaizot, et al.
2012. Lyman- α emission properties of simulated galaxies : interstellar medium structure and inclination effects. *A&A*, 546 :A111.
- Verhamme, A., T. Garel, E. Ventou, T. Contini, et al.
in prep. *MNRAS*, in prep.
- Verhamme, A., D. Schaerer, H. Atek, and C. Tapken
2008. 3D Ly α radiation transfer. III. Constraints on gas and stellar properties of $z \sim 3$ Lyman break galaxies (LBG) and implications for high- z LBGs and Ly α emitters. *A&A*, 491 :89–111.
- Verhamme, A., D. Schaerer, and A. Maselli
2006. 3D Ly α radiation transfer. I. Understanding Ly α line profile morphologies. *A&A*, 460 :397–413.
- Walker, A. G.
1933. Distance in an expanding universe. *MNRAS*, 94 :159.
- Wall, J. V.
1996. Practical Statistics for Astronomers - II. Correlation, Data-modelling and Sample Comparison. *QJRAS*, 37 :519.
- Walter, F., E. Brinks, W. J. G. de Blok, et al.
2008. THINGS : The H I Nearby Galaxy Survey. *AJ*, 136 :2563–2647.
- Wang, J.-X., S. Malhotra, J. E. Rhoads, H.-T. Zhang, and S. L. Finkelstein
2009. Ly α -Emitting Galaxies at Redshift $z \sim 4.5$ in the LALA Cetus Field. *ApJ*, 706 :762–771.
- Webb, N. A., A. Guérou, B. Ciambur, et al.
2017. Understanding the environment around the intermediate mass black hole candidate ESO 243-49 HLX-1. *A&A*, 602 :A103.
- Weilbacher, P.
2017. *Astronomy&Astrophysics*, in prep.
- White, S. D. M. and M. J. Rees
1978. Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *MNRAS*, 183 :341–358.
- Williams, R. E., S. Baum, L. E. Bergeron, et al.
2000. The Hubble Deep Field South : Formulation of the Observing Campaign. *AJ*, 120 :2735–2746.

- Wisotzki, L., R. Bacon, J. Blaizot, et al.
2016. Extended Lyman α haloes around individual high-redshift galaxies revealed by MUSE. *A&A*, 587 :A98.
- Xue, R., K.-S. Lee, A. Dey, N. Reddy, et al.
2017. The Diversity of Diffuse Ly α Nebulae around Star-forming Galaxies at High Redshift. *ApJ*, 837 :172.
- Yang, H., S. Malhotra, M. Gronke, et al.
2016. Green Pea Galaxies Reveal Secrets of Ly α Escape. *ApJ*, 820 :130.
- Zheng, Z. and J. Miralda-Escudé
2002. Monte Carlo Simulation of Ly α Scattering and Application to Damped Ly α Systems. *ApJ*, 578 :33–42.
- Zheng, Z.-Y., J.-X. Wang, S. Malhotra, et al.
2014. Ly α equivalent width distribution of Ly α emitting galaxies at redshift $z \sim 4.5$. *MNRAS*, 439 :1101–1109.