Les sources responsables de la réionisation vues par MUSE

David Bina

▶ **To cite this version:**

David Bina. Les sources responsables de la réionisation vues par MUSE. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2016. Français. NNT : 2016TOU30296 . tel-01688114

HAL Id: tel-01688114
https://theses.hal.science/tel-01688114

Submitted on 19 Jan 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.

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *12 décembre 2016* **par :**

David Bina

Les sources responsables de la réionisation vues par MUSE

JURY

Pr. A. Blanchard	Président
Dr. D. Valls-Gabaud	Rapporteur
Dr. L. Tresse	Rapportrice
Pr. J.-P. Kneib	Examinateur
Dr. J. Richard	Examinateur
Dr. R. Pelló	Directrice

École doctorale et spécialité :
SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur(s) de Thèse :
Roser Pelló et *Jean-Gabriel Cuby*

Rapporteurs :
David Valls-Gabaud et *Laurence Tresse*

À mes parents.

« *Tout individu collabore à l'ensemble du cosmos.* »

Friedrich Nietzsche.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Roser Pelló pour m'avoir offert la chance d'effectuer cette thèse sous sa direction. Non seulement le sujet était passionnant, mais le fait de travailler avec elle constitue déjà une chance en soi, en rapport à ses qualités humaines indéniables et parce qu'elle place toujours son étudiant(e) en priorité. Je la remercie donc pour tous les conseils qu'elle m'a apportés, ainsi que pour son aide précieuse dont elle m'a fait part, notamment lors des moments les plus difficiles.

J'aimerais remercier ensuite Nicolas Laporte qui m'a aussi grandement aidé tout au long de ma thèse, et dont la compagnie est un réel plaisir aussi bien au niveau professionnel que personnel. C'est une personne généreuse avec qui j'ai réellement apprécié travailler, prête à rendre service et ce toujours dans la bonne humeur ! c'est vraiment plaisant (*il est content*). Merci de m'avoir accueilli au Chili après mon séjour d'observations, de m'avoir fait découvrir ces lieux, ces repas et ces boissons inoubliables (*non, impossible d'oublier le mote con huesillos !*).

Merci à Johan Richard pour le soutien qu'il m'a accordé durant ma thèse, dont les correspondances par courriel aussi rapides qu'efficaces m'ont toujours été d'une grande utilité, que ce soit par rapport à la réduction des données MUSE ou à l'utilisation du programme *Lenstool*. Je le remercie également pour avoir accepté de faire partie des membres du jury de ma soutenance en tant qu'examinateur. J'en profite pour remercier Laurence Tresse et David Valls-Gabaud pour avoir rapporté mon manuscrit et pour leurs commentaires avisés, ainsi que Jean-Paul Kneib pour m'avoir fait l'honneur d'être examinateur lors de ma soutenance. Je voudrais remercier également le labex OCEVU et son directeur Eric Kajfasz grâce à qui ma thèse a été financée, ainsi que l'équipe administrative à l'IRAP qui a toujours fait preuve d'une grande efficacité et d'une grande serviabilité (un grand merci à Émilie Dupin, Carole Gaiti et Dolorès Granat, et aussi à Marie-Claude Cathala pour sa gestion exemplaire en tant que secrétaire de l'école doctorale SDU2E).

Je souhaiterais remercier à présent « l'équipe MUSE »de l'IRAP avec qui j'ai passé de très bons moments, aussi bien au sein qu'en dehors du laboratoire. Merci donc à Thierry, Nicolas, Geneviève, Ilane (*merci pour le café maison*), Hayley, An-

toine et Emmy. Ce fut un réel plaisir de travailler avec eux, toujours dans une bonne ambiance (*très bonne idée les réunions sushis !*), je suis content d'avoir fait partie de cette équipe.

Bien évidemment, je tiens à remercier chaleureusement toutes celles et ceux que j'ai connus au laboratoire, qui sont devenus des amis pour la majorité d'entre eux et sans qui ces trois années m'auraient semblé bien moroses, un grand merci à : Jessie (*chaud bouillant pour un autre cours de salsa !*), Delphine (*merci pour le dissolvant*), Damien (*merci pour le T-shirt vert qui sent bon le marathon*), Cyril (*dernier frère de pause café, profite bien des pistes de ski*), Philippe (*on s'égosille sur Ça m'vénère quand tu veux*), William (*partenaire de Shim Sham forever*), Camille (*à quand un duo ukulélé ?*), Florian (*j'annonce : coup de pied laréral en pleine face...*) et Najda (*wah l'aut'*). Les parties de tarot de la pause déjeuner et les franches rigolades qui vont avec étaient le meilleur moment de la journée, surtout lors des périodes un peu creuses, alors merci à vous !

J'ai envie de remercier par la suite des personnes très importantes pour moi : Oldelaf pour l'intégralité de son œuvre et pour le concert qu'il a donné au Bikini lors de ma première année, Tommy Emmanuel dont la virtuosité n'a d'égale que sa générosité, Akihiro Hino et la société Level-5 pour leurs jeux hors du commun, ainsi que le studio Clover à qui l'on doit la création du chef-d'œuvre *Ōkami*.

Pour terminer, un grand merci à ma famille et mes proches qui m'ont aidé à aller jusqu'au bout de cette thèse, car le plus souvent sans même qu'ils le sachent, c'est par leur simple présence, témoin de l'affection qu'ils ont à mon égard, que j'ai trouvé tantôt le réconfort, tantôt la force pour continuer à avancer. Je tiens à remercier plus particulièrement Léonard et Dany qui m'ont accompagné durant toute cette thèse et dont l'amitié est sans aucun doute le meilleur soutien que j'ai reçu.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements **7**

Avant-propos **13**

1 Introduction : cosmologie et réionisation **15**
1.1 Un peu d'histoire 16
1.1.1 La cosmologie à ses débuts 16
1.1.2 La révolution copernicienne 17
1.1.3 La loi de gravitation universelle de Newton 19
1.1.4 La relativité générale d'Einstein 20
1.1.5 La cosmologie moderne 21
1.2 Notions de cosmologie 26
1.2.1 La loi de Hubble 26
1.2.2 Le redshift 26
1.2.3 Les distances cosmologiques 27
1.2.4 La lentille gravitationnelle 28
1.3 La réionisation cosmique 31
1.3.1 Description et caractéristiques 31
1.3.2 Les toutes premières galaxies 34
1.3.3 Les « Lyman-Break Galaxies » 34
1.3.4 Les émetteurs Lyman-alpha 37
1.3.5 Contraintes actuelles sur les sources de la réionisation 41

2 Observations avec MUSE et méthodologie **43**
2.1 L'instrument MUSE 44
2.1.1 À propos du projet 44
2.1.2 Caractéristiques techniques 44
2.1.3 La réduction de données 47
2.2 Détections des sources Lyman-alpha 48
2.2.1 Comparaison avec la méthode classique des images en bande étroite 51
2.2.2 Les programmes de détection automatique 52

2.2.3 L'échantillon d'amas de galaxies 54

3 Un exemple type : l'amas de galaxies Abell 1689 vu par MUSE 61
3.1 Les caractéristiques de l'amas 62
3.2 Les observations avec MUSE 62
3.3 Amplification gravitationnelle et covolume exploré par MUSE 63
3.4 Méthode de détection 64
3.5 Les sources détectées 65
3.6 Détermination de la complétude 68
3.6.1 Construction d'un catalogue d'objets artificiels 68
3.6.2 Lancement du programme de détection automatique 69
3.6.3 Obtention de la complétude 69
3.7 Une première contrainte sur la fonction de luminosité 70
3.8 Conclusions 72

4 Résultats : les émetteurs Lyman-alpha derrière les amas de galaxies 75
4.1 Modèles de distribution de masse 76
4.2 Échantillon des émetteurs Lyman-alpha 76
4.3 Volumes comobiles effectifs 82
4.4 Calcul de la fonction de luminosité des émetteurs Lyman-alpha . . . 86
4.4.1 Calcul du flux 86
4.4.2 Calcul de $\phi(L)$ 87
4.4.3 Calcul de l'erreur $\Delta\phi(L)$ 89
4.4.4 Courbes d'ajustement de nos points 91
4.4.5 La fonction de luminosité de nos émetteurs Lyman-alpha . . 101

5 Discussions et perspectives 103
5.1 Implications sur la réionisation 104
5.2 Aspects techniques 110

6 Conclusion 113

Bibliographie 116

Liste des figures 121

Liste des tableaux 127

A Article Bina et al. 2016 129

B Tableau récapitulatif des émetteurs Lyman-alpha 143

Résumé

Durant les deux dernières décennies, de nombreux efforts ont été apportés pour comprendre le processus de formation des structures de l'Univers jeune. Les avancées dans les technologies observationnelles atteintes aujourd'hui permettent d'observer des galaxies de plus en plus loin, y compris celles responsables de la réionisation cosmique qui a eu lors du premier milliard d'années de l'Univers. L'objectif principal de cette thèse a été de poser des contraintes sur la nature et l'abondance des sources responsables de la réionisation cosmique. Plus précisément, l'étude s'est portée sur les galaxies qui forment des étoiles et qui ont une émission Lyman-alpha (LAE) entre $z \sim 3$ et 6.7. Il est à noter que cette thèse a été réalisée au sein du consortium MUSE, tout nouvel instrument installé au VLT en janvier 2014 dont nous avons exploité les données du GTO. Ce travail de thèse a permis de confirmer la puissance inégalée de MUSE au niveau de la détection et de l'étude de sources extragalactiques faibles sans aucune présélection.

Nous avons observé quatre amas-lentilles dont l'amplification de la lumière permet la détection de sources à faible luminosité, au prix d'une diminution du volume d'Univers observé. Nous nous sommes d'abord focalisés sur l'étude de l'amas de galaxies Abell 1689 afin de structurer une méthodologie applicable aux autres amas. En comparant la densité volumique des LAEs détectés aux différentes fonctions de luminosité (FdL) de la littérature, nous sommes arrivés à la conclusion suivante : la pente de la loi de puissance que décrit la fonction de Schechter pour la partie la plus faible est plus petite que $\alpha \leqslant -1.5$, ce qui signifie que le nombre de LAEs croît extrêment vite vers les faibles luminosités.

Nous avons ensuite appliqué cette méthode aux autres amas de notre échantillon observés par MUSE. Les LAEs identifiés et mesurés dans ces amas sont typiquement dix fois plus faibles que ceux observés dans les champs vides ($39 \leqslant \log(\mathrm{Ly}\alpha) \leqslant 42.5$). Environ un tiers de ces LAEs n'a pas de contrepartie dans le continuum jusqu'à $m_{AB} \sim 28$ sur les images HST et n'aurait donc jamais été vu sur des relevés pointés. Le catalogue final contient plus de 150 LAEs, ce qui nous a permis d'étudier la contribution des objets les plus faibles, ainsi que l'évolution de la pente en fonction du redshift. Les résultats obtenus semblent confirmer que la pente α est proche de -2 pour l'ensemble des LAEs compris entre $2.9 < z < 6.7$. On observe aussi une évolution de α, qui passe de -2.05 à -2.67 entre $z \sim 3-4$ et $z \sim 5-7$, un résultat original et peu dépendant des données utilisées pour la partie brillante de la FdL. L'intégration de cette FdL permet ensuite de calculer la densité de photons ionisants émis par ces LAEs et de déterminer leur impact relatif sur la réionisation cosmique.

À l'avenir, la profondeur de champ atteinte par les données du *James Webb Space Telescope* (JWST) va repousser la limite de détection de ces galaxies jusqu'à $z \sim 8$. L'utilisation de spectrographes dans le proche infrarouge comme MOSFIRE/Keck, KMOS/VLT ou le tout récent EMIR/GTC permettent déjà de confirmer des candidats à $z \geqslant 7$. Cette thèse a apporté des nouvelles contraintes sur la partie faible de la FdL des LAEs pour un redshift allant jusqu'à $z \sim 6$, un début donc de ce que l'on va pouvoir faire dans les années à venir pour des redshifts de l'ordre de $z \sim 7-8$.

Abstract

Significant efforts have been put for the past two decades to understand the formation process of structures in the early Universe. The recent technological advances in the observational field allow for observing galaxies further and further, even the ones responsible for the cosmic reionization which occurred during the first billion years of the Universe. The main goal of this thesis was to impose constraints on the nature and the abundance of the sources responsible of the cosmic reionization. More specifically, the study was focused on the star-forming galaxies that have a Lyman-alpha emission (LAE) between $z \sim 3$ and 6.7. This thesis has been conducted within the framework of the MUSE consortium, a brand new instrument installed on the VLT in January 2014, as part of the exploitation of the Guaranteed Time (GTO). This thesis work has enabled us to confirm the unrivalled power of MUSE concerning the detection and the study of weak extragalactic sources without any preselection.

We have observed four lensing clusters which magnify the incident light and make it possible to detect faint sources, at the expense of a decrease of the volume of the observed Universe. At first we started with the study of the galaxy cluster Abell 1689 in order to build up a methodology we intend to apply on other galaxy clusters. By comparing the volume density of the detected LAEs to the luminosity functions (LF) coming from the literature, we have reached the following conclusion : the slope of the power law from the Schechter function is smaller than $\alpha \leqslant -1.5$, which means that the number of LAEs increases drastically towards the faint luminoities.

Then we have applied the new-build method to the other galaxy clusters of our sample observed with MUSE. The LAEs we have detected and measured in this sample are roughly ten times fainter than the ones observed in blank fields thanks to the lensing effect ($39 \leqslant \log(Lya) \leqslant 42.5$). About one third of them lacks a counterpart in the continuum up to $m_{AB} \sim 28$ on the HST images and couldn't have been seen on targeted surveys. The final catalog includes more than 150 LAEs, this amount has enabled us to study the contribution of the faintest ones and also the evolution of the slope according to the redshift. The results of this work seem to confirm that the slope α is close to -2 for all the $2.9 < z < 6.7$ LAEs. Furthermore, one can notice the evolution of α from -2.05 to -2.67 between $z \sim 3-4$ and $z \sim 5-7$, an original result and almost irrespective of the data set used to complement the present sample towards the bright region of the LF. The integral of the LF allows for working out the ionizing photons density emitted by these LAEs and for determining their relative impact on the cosmic reionization.

In the future, the depth of the *James Webb Space Telescope* (JWST) observations will improve the limits of galaxy detection, certainly up to $z \sim 8$. The use of near-IR spectrographs such as MOSFIRE/Keck, KMOS/VLT or the very recent EMIR/GTC already provides the confirmation of $z \geqslant 7$ candidates. This thesis brought new constraints on the faint-end part of the LF of LAEs for a redshift up to $z \sim 6$, which represents a beginning with respect to all we can do in the coming years for redshifts up to $z \sim 7-8$.

Avant-propos

On ne m'ôtera pas l'idée qu'il est tout de même assez curieux que d'avoir pour objet d'étude l'Univers, en ce qu'il est nécessaire d'avoir une conscience réfléchie pour se rendre compte de notre propre existence et du monde qui nous entoure, et que dans le même temps cette conscience a des limites qui nous empêchent de pouvoir concevoir les grandeurs physiques mêmes de ce monde, ne serait-ce qu'à l'échelle d'une galaxie par exemple. Commençons par imaginer un regroupement de mille étoiles : c'est beaucoup mais nous en sommes capables. Continuons avec un million d'étoiles : cela devient déjà bien plus difficile. Essayons maintenant d'imaginer un milliard d'étoiles : c'est tout bonnement impossible. Sachant qu'une galaxie peut contenir jusqu'à plusieurs milliers de milliards d'étoiles, et que l'Univers compte au bas mot plusieurs centaines de milliards de galaxies, nous comprenons facilement qu'il est impossible pour l'esprit humain de se représenter l'Univers à part entière.

Penser l'impensable, concevoir l'inconcevable, tel est en quelque sorte l'enjeu inhérent à l'astrophysique. Mais si notre conception du monde est étriquée par notre esprit, les observations astronomiques ont su révéler au fil du temps les aspects, les structures et les propriétés de ce qu'on appelle alors *l'Univers observable*, celui qui est à portée de nos télescopes. De la lunette de Galilée aux puissants télescopes actuels au sol ou dans l'espace, chaque avancée dans les technologies liées à l'observation permet de nouvelles découvertes qui font progresser la compréhension que nous avons de l'Univers.

Aujourd'hui, nous vivons sous l'ère du paradigme du Big Bang, ainsi que du mystère de l'énergie noire et de la matière noire. Le Big Bang raconte l'histoire de l'Univers à partir du début, dans laquelle ce dernier nait d'une singularité physique - volume nul et température infinie - puis connaît une expansion fulgurante que l'on nomme *inflation*, et ne cesse de s'agrandir à l'instant présent avec une certaine accélération, on parle alors de *l'expansion de l'Univers*. L'appellation « énergie noire » provient justement du fait que nous sommes incapables d'expliquer au jour d'aujourd'hui cette expansion autrement que par l'insertion d'une énergie que l'on ne voit pas directement mais dont on mesure les effets, une énergie qui compenserait donc la contraction locale due aux forces gravitationnelles jusqu'à être dominante à l'échelle

globale. Quant à la matière noire, il s'agit d'une matière que l'on doit rajouter notamment à la matière baryonique que contiennent les galaxies pour pouvoir expliquer leur masse totale, que l'on mesure à partir de leur cinématique. On sait que cette matière interagit avec la force gravitationnelle, mais on ne connaît pas encore sa nature.

Outre ces interrogations sur l'énergie noire et la matière noire, il existe une pléthore de questions ouvertes de nos jours, notamment dans le domaine de la formation et de l'évolution des premières galaxies : comment et quand sont-elles nées ? avec quelle masse initiale ? comment sont-elles réparties en luminosité ? existe-t-il un chemin préférentiel pour un type de galaxie donné ? Toutes ces questions ont un début de réponse, mais ne connaissent pas le mot de la fin. C'est un domaine qui est en plein essor actuellement car les progrès effectués dans les technologies observationnelles permettent de détecter des objets qui se trouvent à une distance de plus en plus grande de nous.

La problématique à laquelle nous allons nous intéresser dans ce manuscrit concerne la période de réionisation de l'Univers, période pendant laquelle les premières étoiles, et par extension les premières galaxies, émettent des photons suffisamment énergétiques pour pouvoir ioniser l'hydrogène neutre environnant. Nous étudierons plus précisément ce qu'on appelle les **émetteurs Lyman-alpha** (que nous appellerons LAEs dans ce manuscrit à partir de leur sigle anglais), qui sont donc des traceurs de la réionisation, pour pouvoir en apprendre plus sur cette période encore très méconnue à ce jour. Par ailleurs, nous pouvons ajouter que nous avons cherché ces objets derrière des amas de galaxies utilisés en tant que lentille gravitationnelle, ce qui permet de détecter les plus faibles d'entre eux, autrement dit ceux qui sont susceptibles d'être responsables de la réionisation cosmique.

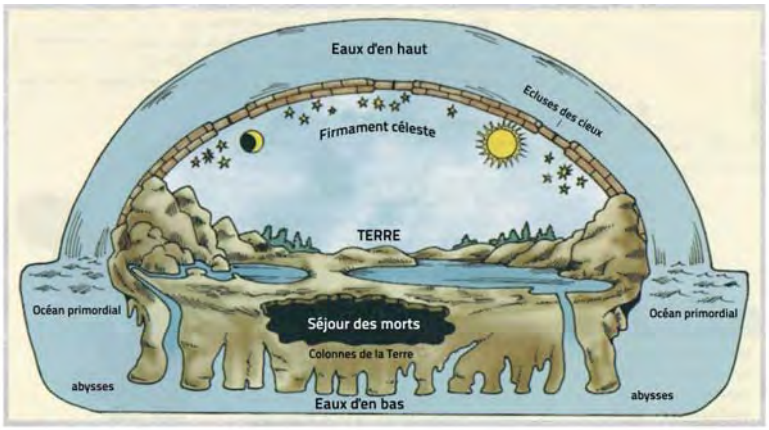
Nous commencerons ce manuscrit par une brève histoire de la cosmologie (chapitre 1), afin de mettre en perspective tout le travail qui suit, et nous donnerons les éléments clé de la cosmologie utilisée. Nous parlerons ensuite de l'instrument MUSE, avancée technologique à lui seul et dont nous avons utilisé les données pour rechercher les objets lointains qui nous intéressent (chapitre 2). Nous développerons par la suite l'étude complète d'un amas de galaxies (Abell 1689) qui nous a servi d'exemple de la marche à suivre dans l'automatisation de la recherche de raies en émission dans un cube MUSE (chapitre 3). Nous enchainerons avec l'étude de trois autres amas de galaxies qui nous ont permis de collecter d'autres émetteurs Lyman-alpha et d'en déduire leur fonction de luminosité (chapitre 4). Enfin, nous terminerons par une discussion générale à propos des résultats (chapitre 5) avant de conclure sur ce travail de thèse (chapitre 6).

CHAPITRE 1

Introduction : cosmologie et réionisation

Sommaire

1.1 Un peu d'histoire 16
1.1.1 La cosmologie à ses débuts 16
1.1.2 La révolution copernicienne 17
1.1.3 La loi de gravitation universelle de Newton 19
1.1.4 La relativité générale d'Einstein 20
1.1.5 La cosmologie moderne 21
1.2 Notions de cosmologie 26
1.2.1 La loi de Hubble 26
1.2.2 Le redshift 26
1.2.3 Les distances cosmologiques 27
1.2.4 La lentille gravitationnelle 28
1.3 La réionisation cosmique 31
1.3.1 Description et caractéristiques 31
1.3.2 Les toutes premières galaxies 34
1.3.3 Les « Lyman-Break Galaxies » 34
1.3.4 Les émetteurs Lyman-alpha 37
1.3.5 Contraintes actuelles sur les sources de la réionisation . . . 41



1.1 Un peu d'histoire

J'aimerais commencer ce manuscrit par une chronologie des différentes représentations du monde qu'ont eues les civilsations passées. Je n'entrerai pas dans les détails, ce serait bien trop long et ce n'est pas l'objet de cette thèse. Il existe une multitude de livres[1] ainsi que de nombreux sites[2][3] que le lecteur pourra aller consulter si le sujet l'intéresse par ailleurs, se trouvent parmi eux quelques exemples en notes de bas de page dont je me suis inspiré. Je ne parlerai pas non plus des cosmogonies, ces légendes qui racontent la création du monde avec tous les outils de la mythologie largement usités depuis des millénaires avant l'époque chrétienne. Je vais donc couvrir l'histoire de la cosmologie depuis ses débuts, mais en ne sélectionnant que les étapes les plus importantes qui nous ont menés jusqu'à la cosmologie contemporaine.

Sans prétention aucune, j'essaie d'inscrire cette démarche dans une pensée métaphysique. Il n'est pas difficile de se convaincre que l'astronomie, la cosmologie et l'astrophysique sont intimement liées à la métaphysique, dans le sens où l'on cherche dans le cadre des premières à comprendre le monde dans lequel nous vivons, tandis que nous essayons de savoir à travers la dernière d'où l'on vient. C'est d'ailleurs ce lien étroit qui m'a donné l'envie de poursuivre des études en astrophysique et qui me pousse aujourd'hui à écrire ces lignes.

Je trouve donc très intéressant et somme toute plutôt logique de parcourir les différentes cosmologies que nous avons connues par le passé, d'une part pour se rendre compte des avancées prodigieuses que nous avons atteintes aujourd'hui, et d'autre part pour prendre un maximum de recul sur ce que nous sommes, ce que nous connaissons du monde à l'heure actuelle et sur tout ce qu'il reste à découvrir, en se disant que finalement, pour les civilisations des millénaires qui suivent, nous ne savions que peu de choses. Restons donc modestes, restons humbles, et surtout restons prudents quant aux affirmations et théories en tout genre que l'on prend peut-être trop souvent comme des vérités prématurément.

1.1.1 La cosmologie à ses débuts

La Terre fut plate dans l'esprit collectif jusqu'aux environs du VI^{e}-V^{e} siècle av. J.-C. Effectivement, il n'est pas aisé de prime abord de se dire que la Terre est ronde lorsque l'on regarde autour de soi et que l'on voit un sol parfaitement plat. Bien sûr, cela est dû au facteur d'échelle qui fait que ce que l'on observe est une toute petite partie de la sphère terrestre. En ce qui concerne l'horizon, il est certes dû à la courbure de la planète, mais intuitivement on pourrait croire qu'il correspond à la limite de ce que l'on peut voir au loin. Il n'est pas inutile de relever que, puisqu'il n'existe aucun instrument d'observation en ces temps-là, seuls les objets visibles à l'œil nu permettent d'élaborer des hypothèses sur le monde qui nous entoure.

[1] Conceptions of Cosmos: From Myths to the Accelerating Universe: A History of Cosmology, Kragh 2007

[2] Site de l'Observatoire Paris-Meudon : https ://www.obspm.fr/site-astronomie-et-mecanique-celeste.html (partie *histoire*)

[3] Site de Caltech : https ://ned.ipac.caltech.edu/level5/

On pense que c'est à cette époque que l'idée d'une Terre ronde est apparue, idée qui a pu germer aussi bien chez ceux qui remarquaient que le Soleil est rond pour commencer, que la Lune l'est également quand elle est pleine, et lorsqu'elle ne l'est pas elle présente des ombres à forme arrondie, ou bien dans l'esprit des navigateurs qui s'apercevaient qu'ils voyaient d'abord le mât puis la coque du bateau qui venait au loin. Et puis vînt une réflexion assez jolie des grecs qui se sont aperçus que l'étoile Canopus était visible d'Alexandrie mais pas d'Athènes ; ils en ont déduit que la surface était courbe et que la Terre était donc sphérique. On retrouve par ailleurs dans le Timée de Platon, premier livre entier qui soit parvenu jusqu'à nous et écrit vers -360 av. J.-C., que Socrate pensait également que la Terre était ronde.

C'est donc la première révolution dans notre représentation du monde, à savoir que notre planète n'est pas plate mais ronde.

De l'Antiquité jusqu'au début du Moyen-Âge, la Terre était au centre de l'Univers, les autres planètes lui tournaient autour ainsi que le Soleil : c'est le géocentrisme. Cette façon de représenter le monde vient essentiellement d'Aristote (384 - 322 av. J.-C.) et restera le paradigme pendant quasiment deux millénaires ! Grand philosophe grec en son temps, Aristote avait une très grande influence et sa pensée est restée incontestée durant toute cette période ; on lui doit aussi l'idée des quatre éléments vitaux qui composent la nature que sont le feu, l'eau, la terre et l'air, et aussi de l'éther, substance divine dans laquelle baignent tous les astres et toutes les planètes. Ptolémée a dessiné une carte du monde en suivant les idées d'Aristote que l'on peut voir sur la Fig. 1.1, où l'on peut s'apercevoir d'ailleurs que le Soleil est situé entre Vénus et Mars.

1.1.2 La révolution copernicienne

Il aura fallu attendre jusqu'au XVI^{e} siècle pour passer du géocentrisme à l'héliocentrisme, et ce grâce à Nicolas Copernic qui proposa un modèle nouveau où le Soleil devient le centre de l'Univers autour duquel gravitent les planètes, la Terre comprise. C'est une vraie révolution (appelée à juste titre « révolution copernicienne ») car cela sous-entend que l'Homme n'est plus au centre de l'Univers. Cela entre en contradiction avec les écrits religieux, l'Eglise catholique le fait savoir sous le joug de l'Inquisition en amenant Giordano Bruno sur le bûcher quelques décennies plus tard, car ce dernier avait repris et consolidé ce modèle héliocentrique et ne voulait pas revenir sur ses propos.

D'autres physiciens ont permis au modèle héliocentrique de remplacer le modèle géocentrique, parmi lesquels Galilée, Kepler et Newton. Galilée mit au point la lunette astronomique en 1609 et observa notamment quelques lunes de Jupiter, ce qui allait dans le sens de Copernic en ce que la Terre n'est pas l'objet central autour duquel gravitent tous les autres objets célestes. Durant la même période, Kepler établit les trois lois homonymes grâce aux observations de Tycho Brahé, lois qui confortent et parachèvent le modèle héliocentrique.

FIG. 1.1 – Représentation du monde par Ptolémée : illustration du géocentrisme qui était le paradigme de l'Antiquité jusqu'au début du Moyen-Âge.
Crédits : Edward Grant, *Celestial Orbs in the Latin Middle Ages*, Isis, Vol. 78, No. 2 (1987).

FIG. 1.2 – Représentation du monde de Copernic : le Soleil se situe maintenant au centre et les planètes gravitent autour de lui. C'est une révolution majeure en ce que l'Homme n'est plus au centre de l'Univers, changement que l'Église catholique a mis du temps à accepter.
Crédits : Andreas Cellarius, *Harmonia Macrocosmica* (1660).

Entre l'idée révolutionnaire de Copernic en 1510 et le changement définitif du géocentrisme à l'héliocentrisme, il s'est écoulé plus de deux siècles. Il faut dire qu'en plus d'une certaine inertie au changement de paradigme plutôt compréhensible dans une société, le refus total de la religion catholique à abandonner sa place égocentrique n'a pas accéléré les choses. Mais lorsque Newton fait part de sa théorie de la gravitation dans son ouvrage *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* en 1687, repris par les philosophes des lumières dans les années 1730, l'héliocentrisme supplante le géocentrisme définitivement.

1.1.3 La loi de gravitation universelle de Newton

Le modèle de Copernic et les lois de Kepler ont posé la première pierre à l'édifice de l'héliocentrisme, et Newton l'a achevé avec sa loi de la gravitation ou d'attraction universelle. Ce ne sont plus des lois empiriques qui reposent sur des observations mais des lois physiques qui s'expriment par des équations. La gravitation est une force que tout objet de masse non nulle exerce sur tout autre corps, une force centrale qui fait que la Terre tourne autour du Soleil et non l'inverse (même si la Terre exerce elle aussi une force sur le Soleil et fait bouger très légèrement son centre).

Autrement dit, la gravitation de Newton généralise en quelque sorte le passage

du géocentrisme à l'héliocentrisme : non seulement la Terre n'est pas au centre du système solaire et tourne autour du Soleil, mais chaque objet attire les autres moins massifs que lui, c'est-à-dire que les planètes tournent autour de leur étoile, les lunes autour de leur planète etc. Le système de Ptolémée et les sphères célestes d'Aristote sont définitivement enterrés. La notion de galaxie n'existe pas encore cependant, on ne parle que du système solaire, même si Thomas Wright proposa au milieu du XVIII^{e} l'idée que le Soleil n'est qu'une étoile parmi tant d'autres.

Pour résumer, la seconde révolution apportée par Copernic a bousculé totalement notre façon de penser l'ordre des choses, le *cosmos* pour le dire selon son sens étymologique, et la troisième révolution qu'offre Newton pose les bases d'une nouvelle physique qui traduit à travers le langage mathématique d'une part les idées coperniciennes, et d'autre part la généralisation de celles-ci avec ce que l'on observe autour de nous, la fameuse pomme qui tombe de son pommier.

1.1.4 La relativité générale d'Einstein

La quatrième révolution se passe au début du XX^{e} siècle lorsqu'Albert Einstein propose sa théorie de la relativité générale dans un article publié en 1915. Celle-ci découle de son travail sur la relativité restreinte qu'il rendit public en 1905, dans laquelle il fait entrer en jeu les effets relativistes dans les équations de mouvement, ce que ne faisait pas la gravitation de Newton. Il lui aura donc fallu une dizaine d'années pour aboutir à sa théorie de la relativité générale, sachant qu'il se fit aider notamment par le mathématicien Marcel Grossmann qui lui donna les outils mathématiques nécessaires à l'élaboration de sa théorie, en lui proposant par exemple le *tenseur différentiel* qu'il finira finalement par adopter, ayant voulu utiliser en premier lieu son propre tenseur qui le mena dans une impasse.

Au-delà du fait de prendre en compte les effets relativistes dans la loi de la dynamique, ce qui change fondamentalement avec la relativité générale par rapport à la gravitation newtonienne vient du fait qu'on ne considère plus la gravitation comme une force mais comme une déformation de l'espace-temps lui-même, un effet de géométrie pour ainsi dire. Plus précisément, cela sous-entend qu'un objet massif courbe l'espace-temps autour de lui ; les lignes droites restent intrinsèquement droites, mais placées dans un espace courbé elles apparaissent courbées à leur tour. Ce qui change aussi avec cette théorie et qui apporte un autre aspect révolutionnaire provient du fait que l'Univers n'est plus considéré comme une sorte d'enveloppe indépendante dans laquelle se trouvent les corps astrophysiques, un peu comme l'était l'éther d'Aristote, mais celui-ci devient lui-même un objet physique qui peut être désormais étudié, qui a un contenu, des propriétés et une histoire.

Jusqu'à ce jour, cette théorie n'a jamais été infirmée, aucune observation n'est entrée en contradiction avec les prédictions qu'elle apporte. Mieux encore : la majorité des conséquences théoriques sous-jacentes a été confirmée par l'observation ou par l'expérience ! C'est déjà une première chose de ne pas avoir été invalidée durant plus d'un siècle, c'en est une autre peut-être encore plus impressionante de voir ses prédictions être confirmées par l'observation, parfois plus d'un siècle plus tard. Le fond

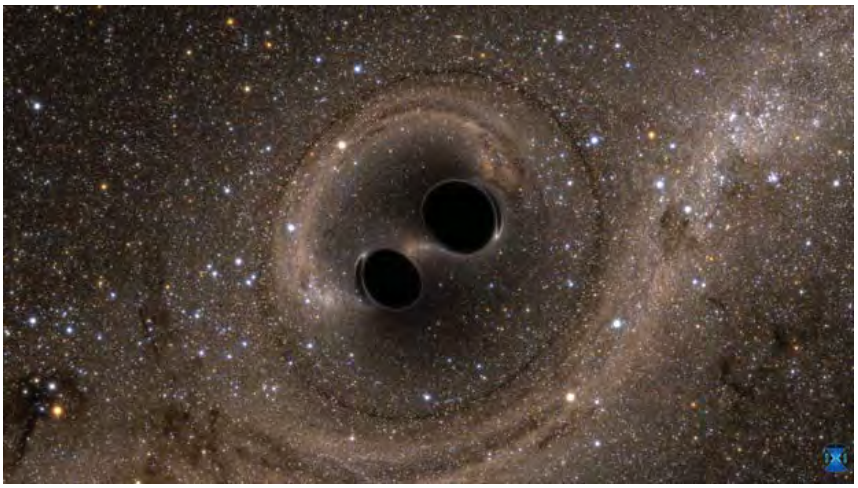


FIG. 1.3 – Illustration de deux trous noirs qui fusionnent. Cent ans après la publication de la théorie de la relativité générale d'Einstein, la détection des ondes gravitationnelles créées à la toute fin de cette fusion par Abbott et al. 2016 est une preuve observationnelle de plus qui consolide la théorie.
Crédits : le projet Simulating eXtreme Spacetimes (SXS).

diffus cosmologique, l'effet de lentille gravitationnelle, l'existence des trous noirs, la dilatation du temps et la contraction des longueurs pour un objet relativiste : toutes ces prédictions ont été observées au fur et à mesure, et sont devenues pour certaines d'entre elles des outils que l'on utilise au quotidien, comme le GPS par exemple dont le système corrige le décalage temporel qu'il existe entre l'horloge au sol et celle du satellite qui orbite autour de la Terre.

La dernière découverte en date qui rend compte de la solidité de la relativité générale est la mesure d'ondes gravitationnelles, qui émanent de la fusion de deux trous noirs dans l'étude menée par Abbott et al. 2016, le signal détecté correspondant à la toute fin de cette fusion. Mais il reste tout de même des prédictions qui n'ont pas encore été observées, comme l'existence des trous de ver, sorte de ponts spatio-temporels qui relieraient deux endroits strictement distincts de l'Univers.

1.1.5 La cosmologie moderne

Le XX^{e} siècle a vu de nombreuses découvertes voir le jour en cosmologie. Bien évidemment, la relativité générale d'Albert Einstein constitue le premier changement majeur du siècle passé quant à notre compréhension théorique de ce qu'est l'Univers. Du point de vue observationnel, Edwin Hubble comprit la nature *extra-galactique* de ce qu'on appelait alors des *nébuleuses* (les galaxies d'aujourd'hui) grâce au Hooker Telescope installé au mont Wilson. Plus précisément, il mesura la distance des galaxies observées et en déduisit qu'elles s'éloignaient les unes des autres, et s'éloignaient de nous d'autant plus vite qu'elles étaient loin. Ces deux résultats ont apporté deux changements primordiaux : la Voie Lactée n'est pas la seule galaxie dans l'Univers, il en existe au moins des milliers d'autres, et l'Univers n'est plus statique, il

est en expansion ! Il s'agit tout de même d'une petite révolution. Comme on le verra dans les *notions de cosmologie*, Hubble découvrit la loi qui aujourd'hui porte son nom et qui relie la distance d'une source à son décalage vers le rouge.

Puisque l'Univers est en expansion, cela implique que si l'on remonte dans le temps, il se contracte. Lorsqu'on atteint alors ce qu'on appelle communément « l'instant zéro » pour désigner l'origine, ou plutôt le tout début de l'Univers, ce dernier a un volume qui tend vers zéro et a fortiori une température qui tend vers l'infini. Fred Hoyle, cosmologiste britannique et détracteur de cette théorie, voulut se moquer de celle-ci en parlant de *Big Bang* lors d'une émission de radio dans les années 1950 ; malheureusement pour lui, ce terme plut au public et la communauté scientifique garda ainsi ce nom qui de fait résume plutôt bien à lui seul ce phénomène proche d'une explosion.

Quelques années plus tard, en 1965, Penzias et Wilson découvrirent par hasard ce qu'avait prédit Gamow en 1948 : le *Fond Diffus Cosmologique*, plus connu sous son sigle anglais CMB (pour *Cosmic Microwave Background*), qui correspond à la lumière émise lorsque les photons ont pu se découpler de la matière baryonique 380 000 ans après le Big Bang grâce à la diminution de la température, qui passa en-dessous des 3000 K et rendit l'Univers transparent au rayonnement. Ce *rayonnement fossile* n'a cessé de se propager dans tout l'Univers tout en subissant son expansion et s'est donc refroidi depuis. Les satellites *COsmic Background Explorer* (COBE, Mather et al. 1990) et *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP, Bennett et al. 2003) ont apporté plus de précision sur la température du spectre de corps noir associé mesurée à 2.726 ± 0.002 K, ainsi que sur ses fluctuations de l'ordre de $\delta T/T \sim 10^{-5}$.

En résumé, la cosmologie moderne repose sur le « modèle standard de la cosmologie » à l'instar du modèle standard des particules, et propose une histoire de l'Univers à travers une théorie confortée en plusieurs points par les observations effectuées au cours des dernières décennies. Les trois principales preuves observationnelles qui consolident la théorie du Big Bang sont l'expansion de l'Univers (cf. Sect. 1.2.1), le fond diffus cosmologique que nous venons de voir et enfin l'abondance des éléments primordiaux.

Dans ce modèle, l'Univers naît d'une singularité spatio-temporelle et va subir une inflation cosmique qui deviendra par la suite l'expansion que l'on observe aujourd'hui. Les premiers noyaux apparaissent lors de la *nucléosynthèse primordiale* qui se déroule lors des premières minutes (Steigman 2006). L'Univers est alors opaque car les photons (la lumière) interagissent sans cesse avec les électrons et les protons libres. Mais pendant qu'il grandit lors de l'inflation, sa température diminue et permet aux électrons et aux protons de se combiner pour former les premiers atomes d'hydrogène et d'hélium pendant la *recombinaison*, avec des abondances respectives de 75% et 25%, les mesures collant parfaitement au modèle. Les photons peuvent alors s'échapper : c'est le CMB découvert par Penzias et Wilson. Les dernières observations du CMB effectuées en 2013 par le satellite Planck dévoilent avec une grande précision les anisotropies en température, directement interprétables en irrégularités de densité de matière telles qu'elles étaient 380 000 ans après le Big Bang (cf.

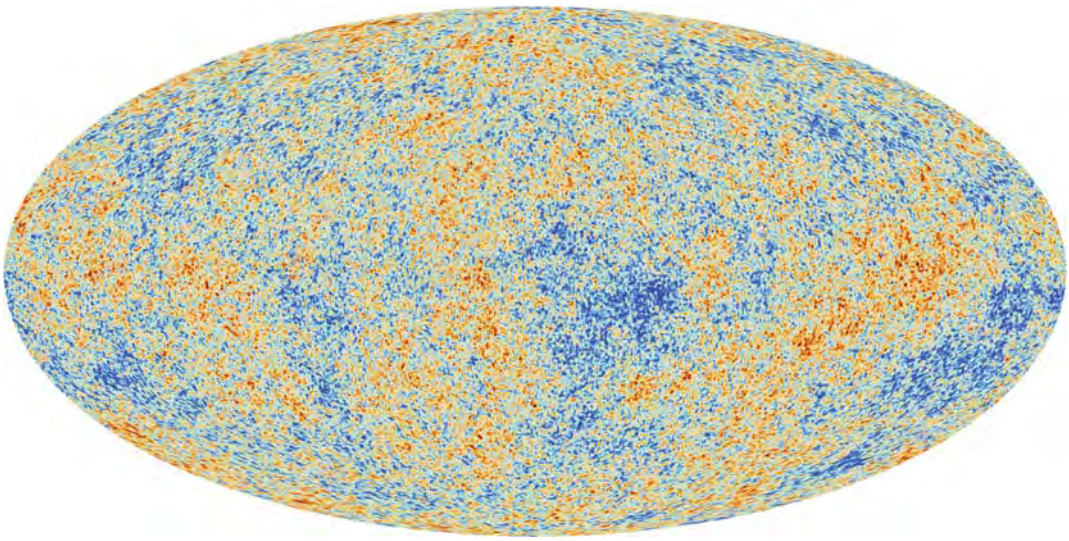


FIG. 1.4 – Image du Fond Diffus Cosmologique prise par le satellite Planck en 2013. Sur cette carte, on voit les fluctuations minimes de température ($\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$) correspondant à des fluctuations de densité de matière qui donneront par la suite les grandes structures que l'on observe aujourd'hui. Pour obtenir cette carte, l'émission de la Voie Lactée a été soustraite, ainsi que l'effet de dipole introduit par l'ensemble du mouvement du système solaire par rapport au CMB.
Crédits : ESA & la collaboration Planck.

Fig. 1.4). Les surplus de densité de matière noire contenue dans ce qu'on peut appeler alors les premiers « halos » vont attirer gravitationnellement les baryons en leur sein, et tandis que l'Univers va suivre son expansion, ces halos vont fusionner petit à petit et donner naissance aux grandes structures de l'Univers que l'on observe aujourd'hui. C'est le modèle **hiérarchique**, qui provient du modèle de matière noire froide (CDM, pour *Cold Dark Matter*) et vers lequel tendent les observations actuelles de l'Univers proche et des galaxies à grand redshift. Le second modèle, la matière noire chaude (HDM, pour *Hot Dark Matter*), part du principe inverse où ce sont de grandes structures qui se divisent en structures plus petites : on parle de modèle **monolithique**.

Nous comptabilisons pour l'instant trois types de *matière* qui composent l'Univers :

- la **matière baryonique** qui est celle que l'on voit et que l'on touche ; elle représente 5% de l'énergie totale ;
- la **matière noire** qui n'interagit pas avec les photons et qui n'est donc pas directement observable, mais qui explique la masse que doivent avoir les galaxies et les amas de galaxies ; elle représente 25% de l'énergie totale ;
- l'**énergie noire** que l'on a introduite pour expliquer l'expansion de l'Univers aux grandes échelles, la force de gravitation étant une force attractive qui contre cet effet d'expansion à l'échelle locale ; elle représente 75% de l'énergie totale.

En ce qui concerne la géométrie de l'Univers, après avoir parlé de son contenu, on utilise la théorie de la relativité générale d'Einstein qui fait appel au calcul tensoriel, et pour laquelle chaque objet massif déforme l'espace-temps localement selon l'équation d'Einstein :

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.1}$$

où $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R$ est le tenseur d'Einstein, avec $R_{\mu\nu}$ et R le tenseur de Ricci et la courbure scalaire respectivement, Λ la constante cosmologique, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique, et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion. Chaque solution de l'équation d'Einstein est appelée une *métrique*. De manière générale, une métrique s'écrit à partir de l'élément de longueur d'espace-temps ds comme suit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \tag{1.2}$$

en prenant généralement les trois dimensions de l'espace plus celle du temps $(dx^0, dx^1, dx^2, dx^3) = (cdt, dx, dy, dz)$. Pour décrire la géométrie de l'Univers aux grandes échelles, supposé homogène et isotrope, on utilise la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) avec des coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) et l'élément de longueur s'écrit alors :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 sin^2 \theta d\phi^2) \right] \tag{1.3}$$

avec $a(t)$ le facteur d'échelle et k la courbure de l'espace. La forme de l'Univers change selon la valeur de k :

$$k = \begin{cases} -1 & \text{la courbure est négative, l'espace est hyperbolique (Univers ouvert)} \\ 0 & \text{la courbure est nulle, l'espace est plat (géométrie euclidienne)} \\ 1 & \text{la courbure est positive, l'espace est elliptique (Univers fermé)} \end{cases}$$

Les différents types d'Univers sont montrés sur la Fig. 1.5. Les dernières mesures de Planck tendent vers un Univers plat.

Tout bien considéré, nous ne sommes finalement qu'au début de la construction de ce modèle standard, et même si les observations confortent pour l'instant la théorie, il n'en demeure pas moins qu'il se pourrait qu'à l'avenir certaines observations entrent en contradiction avec elle d'une part, et qu'il reste un grand nombre de choses à comprendre d'autre part. Nous ne savons quasiment rien de la matière noire et de l'énergie noire - d'où leur nom d'ailleurs - si ce n'est que la première subit la force gravitationnelle au même titre que la matière baryonique sans interagir avec la lumière et que la seconde est une force répulsive qui domine à grande échelle.

Aussi, il faut essayer de garder à l'esprit que les lois physiques s'appliquent toujours à partir d'un cadre délimité par des hypothèses (ou des postulats). Par exemple, la loi de gravitation universelle de Newton fonctionne correctement en mécanique classique, c'est-à-dire lorsque les vitesses mises en jeu sont négligeables devant celle

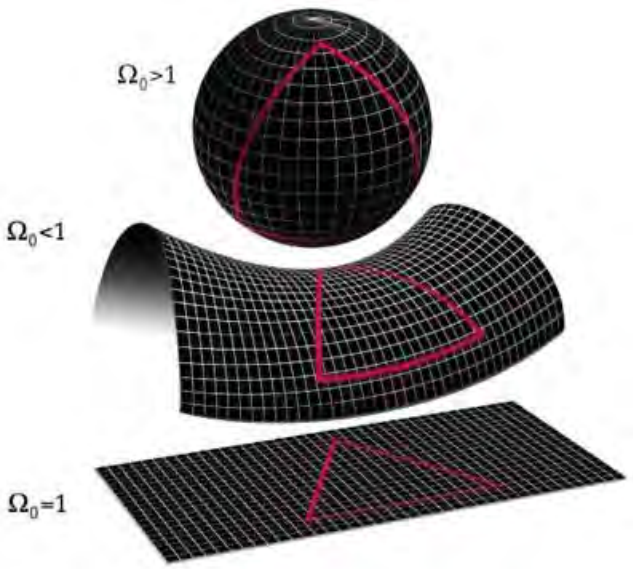


FIG. 1.5 – Différentes géométries que prend l'Univers selon que la courbure de l'espace soit positive, négative ou nulle respectivement de haut en bas.
Crédits : NASA.

de la lumière ; elle n'est plus correcte lorsqu'il s'agit de vitesses relativistes. La relativité générale a reformulé en quelque sorte la gravitation de Newton et l'a généralisée pour qu'elle fonctionne aussi bien pour les objets relativistes que pour ceux non relativistes, en introduisant le système de géodésiques. Elle décrit très bien le comportement de l'Univers et des objets qu'il contient jusqu'à aujourd'hui, mais comment justifier le fait qu'elle soit la loi physique qui décrit l'Univers du mieux possible à chaque instant ? La question sous-jacente étant : peut-on remonter jusqu'à l'instant zéro de l'Univers à travers la seule relativité générale ?

La théorie d'Einstein s'inscrit dans le cadre où la force prédominante est la force gravitationnelle, force qui dicte le comportement des objets astrophysiques, des petites jusqu'aux plus grandes structures. Mais nous savons qu'il existe trois autres forces - ce qui constitue avec la gravitation les quatre *forces fondamentales* - qui ne dominent qu'à très petite échelle :

- la **force électromagnétique** qui domine à l'échelle atomique ; elle est par exemple responsable de l'attraction de l'électron par le proton ;
- la **force d'interaction faible** qui domine à l'échelle du noyau atomique ; elle permet aux protons qui sont censés se repousser les uns des autres à cause de l'électromagnétisme de rester collés entre eux ;
- la **force d'interaction forte** qui domine à l'échelle de la particule élémentaire ; elle permet aux quarks de rester collés afin de former les protons, les neutrons, les électrons etc.

Ces trois forces qui dominent donc le monde atomique et sub-atomique, pourquoi ne les prendrions-nous pas en compte pour essayer de comprendre ce qu'était le tout

début de l'Univers ? Autrement dit, lorsque nous faisons l'expérience de pensée qui consiste à remonter dans le temps jusqu'à l'instant zéro en gardant à l'esprit le fait que l'Univers est décrit par les lois de la relativité générale, nous faisons tendre le volume vers zéro (et la température vers l'infini) parce que l'on considère que la force gravitationnelle est la force prédominante, alors que ce n'est plus le cas ! Un certain nombre de chercheurs se penchent aujourd'hui sur la question et essaient de concilier ces quatre forces jusqu'à l'instant zéro : c'est ce qu'on appelle la *théorie du tout*. Dans cette théorie, la gravitation se doit d'être mêlée à la physique quantique pour pouvoir exister lors des prémices de l'Univers : c'est ce qu'on appelle la gravitation quantique. Je pense qu'elle sera certainement l'une des prochaines révolutions dans notre représentation et notre compréhension de l'Univers. J'espère d'ailleurs qu'elle verra le jour de mon vivant.

1.2 Notions de cosmologie

1.2.1 La loi de Hubble

La loi de Hubble (Hubble, 1929) met en relation la vitesse apparente des galaxies avec leur distance par l'équation suivante :

$$v = H.D \tag{1.4}$$

où D est leur distance par rapport à l'observateur, et H la constante de Hubble, qui vaut par ailleurs $H = \frac{\dot{a}}{a}$ où a est le facteur d'échelle. Ce facteur d'échelle n'étant pas constant dans le temps à cause de l'expansion de l'Univers, la constante de Hubble ne l'est pas non plus, malgré son nom. D'après les dernières mesures effectuées par Planck, $H_0 = 67.8$ km.s^{-1}.Mpc^{-1} (Planck Collaboration et al. 2015). Autrement dit, deux galaxies de l'Univers local étant séparées d'une distance de 1 Mpc s'éloignent l'une de l'autre avec une vitesse de 67.8 km.s^{-1}.

1.2.2 Le redshift

Parmi les anglicismes largement acceptés par la communauté astrophysique se trouve celui de *redshift*, qui signifie littéralement *décalage vers le rouge*. Lorsque l'on veut expliquer ce qu'est le redshift, on utilise généralement l'analogie de l'effet Doppler qui explique les variations de longueur d'onde d'une onde émise par une source ayant une vitesse relative non nulle par rapport à l'observateur. Dans ce cas, on imagine généralement l'étoile ou la galaxie que l'on observe s'éloignant de nous avec une certaine vitesse, et donc toutes les longueurs d'onde de la lumière qu'elle émet sont étirées : le bleu tend vers le rouge, d'où le nom. Cependant, il ne s'agit pas tout à fait de l'effet Doppler ici car l'étoile ou la galaxie ne se déplace pas dans un univers statique mais dans un univers lui-même en expansion, et c'est parce que l'espace-temps s'étire que les longueurs d'onde s'étirent également.

La longueur d'onde λ_0 d'un photon émis par une source et celle observée λ_{obs} sont liées au redshift par l'équation suivante :

$$\lambda_{obs} = \lambda_0(1+z) \tag{1.5}$$

On se sert du redshift principalement pour évaluer la distance à laquelle se trouve l'objet. On peut aussi le relier au facteur d'échelle de la manière suivante :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \tag{1.6}$$

où $a(t)$ et $a(t_0)$ sont les facteurs d'échelle au temps d'émission et d'observation respectivement.

1.2.3 Les distances cosmologiques

Lorsque l'on étudie les objets lointains de l'Univers, il faut définir la notion de distance que l'on utilise, car aux grandes échelles il faut prendre en compte les effets de la relativité générale. Nous indiquons ici les trois principales distances utilisées en cosmologie.

Distance comobile

Puisque l'Univers est en expansion, nous pouvons définir la distance qui sépare deux points distincts dans l'espace comme la distance qu'ils auraient si l'Univers était statique (définition intuitive que l'on a au quotidien) multipliée par le facteur d'échelle qui rend compte de cette expansion. En d'autres termes, on définit un système de coordonnées comobiles « attaché » à l'expansion de l'Univers et dans lequel ces deux points ont une distance (comobile) constante x : alors leur distance évolue en fonction du temps comme $r = a(t)x$. La distance comobile peut s'écrire de la manière suivante :

$$D_c = \int_{t_0}^{t_e} \frac{cdt'}{a(t')} \tag{1.7}$$

avec t_e le temps où est émis le photon et t_0 celui où il est reçu.

Distance de luminosité

On définit la distance de luminosité D_L à partir du flux F que reçoit l'observateur par rapport à la source émettrice ayant une luminosité L comme :

$$F = \frac{L}{4\pi {D_L}^2} \tag{1.8}$$

Elle s'écrit aussi en fonction du redshift à l'aide de la distance comobile :

$$D_L = D_c(1+z) \tag{1.9}$$

Distance de diamètre angulaire

Si l'on considère une source étendue de diamètre D, celle-ci a un diamètre apparent dans le ciel pour l'observateur correspondant à un angle θ et la distance de diamètre angulaire est définie comme suit :

$$D_A = \frac{D}{\theta} \tag{1.10}$$

Dans la métrique de FLRW (cf. Sect. 1.1.5) et tant que θ reste petit, on peut aussi écrire le diamètre de la source comme :

$$D^2 = a(t)^2 r^2 \theta^2 \tag{1.11}$$

ce qui nous permet d'écrire la diamètre angulaire selon l'équation suivante :

$$D_A = a(t) r \tag{1.12}$$

et aussi selon la distance propre comme :

$$D_A = \frac{D_c}{1+z} \tag{1.13}$$

1.2.4 La lentille gravitationnelle

L'effet de lentille gravitationnelle est une conséquence directe de la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein (1915b). Puisque dans cette théorie, chaque objet de masse M déforme l'espace-temps autour de lui, plus la masse est importante, plus la déformation est grande. Les géodésiques que suivent les photons sont donc déviées, et les rayons lumineux qui vont atteindre l'observateur auront été non seulement déviés, mais également amplifiés et pour certains multipliés. Ce dernier effet a été observé pour la première fois par Walsh et al. 1979 qui virent une image double d'un quasar, tandis que Zwicky (1937) avait déjà prédit que les galaxies et les amas de galaxies étaient des lentilles gravitationnelles dont on peut se servir premièrement pour mesurer la masse de la matière invisible qu'elles contiennent (la matière noire) et deuxièmement afin de détecter des sources en arrière-plan (cf. Fig. 1.6).

L'angle de déflection de la lentille qu'il y a entre le rayon provenant de la source et l'image que voit l'observateur (voir Fig. 1.7) est donné par l'équation suivante (Einstein 1915a) :

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \tag{1.14}$$

où G est la constante gravitationnelle, c la vitesse de la lumière, M la masse de la lentille et r le paramètre d'impact du rayon lumineux par rapport à la lentille.

Nous allons voir à présent quelques équations principales qui régissent l'effet de lentille gravitationnelle pour comprendre notamment d'où vient le facteur d'amplification qui se révélera très important par la suite. Pour plus de détails, le lecteur pourra consulter Kneib & Natarajan 2011 ou bien Schneider et al. 1992 par exemple.

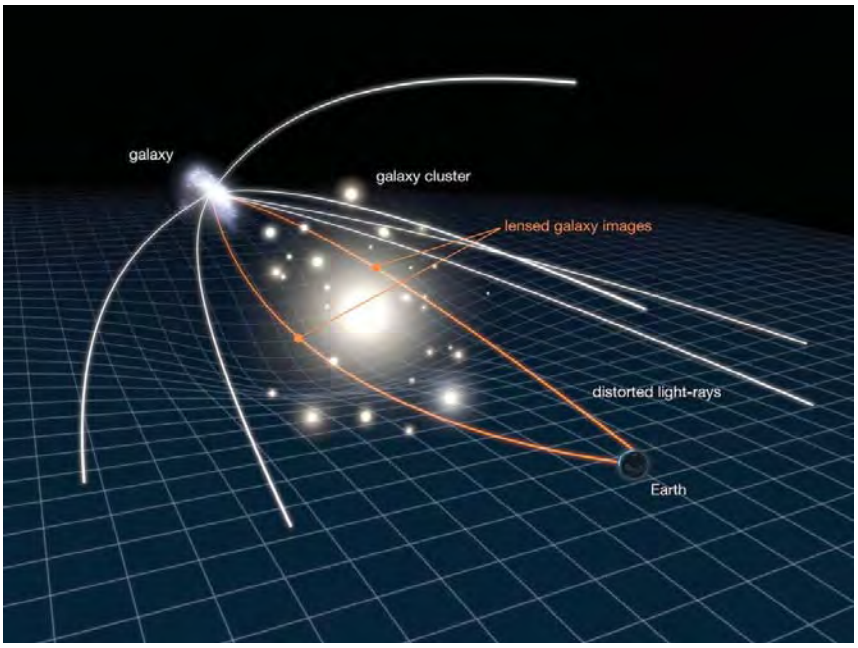


FIG. 1.6 – Schéma illustrant l'effet de lentille gravitationnelle. Un objet très massif situé sur la ligne de visée amplifie et déforme les rayons lumineux provenant des sources d'arrière-plan.
Crédits : NASA/ESA.

Tout d'abord, précisons que l'on se place dans le cadre du *Principe Cosmologique* qui postule que l'Univers est homogène et isotrope aux grandes échelles. Si l'on se place dans la métrique de Schwarzschild qui convient bien dans le cas d'un champ gravitationnel stationnaire et faible, tout en se plaçant dans le cas d'un corps central, l'équation 1.3 se réécrit de la manière suivante :

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) dr^2 \tag{1.15}$$

où Φ est le terme du potentiel gravitationnel considéré, en sachant que $\frac{2\Phi}{c^2} \ll 1$ dans ce cas de perturbation faible.

De plus, on considère que la dimension de la masse qui joue le rôle de la lentille est négligeable par rapport à la distance qui sépare la source de l'observateur, ce qui revient à la réduire à une lentille mince. Le schéma de la Fig. 1.7 montre comment l'observateur (O) voit l'image (I) de la source (S) à travers la lentille (L) avec l'angle de déflection α, la source et l'image faisant un angle θ_S et θ_I respectivement par rapport à l'observateur.

Donnons directement l'équation de la lentille :

$$\vec{\theta_S} = \vec{\theta_I} - \nabla\phi(\vec{\theta_I}) \tag{1.16}$$

où ϕ est le potentiel des lentilles. On introduit alors la *matrice d'amplification* $\mathcal{A}$ définie comme suit :

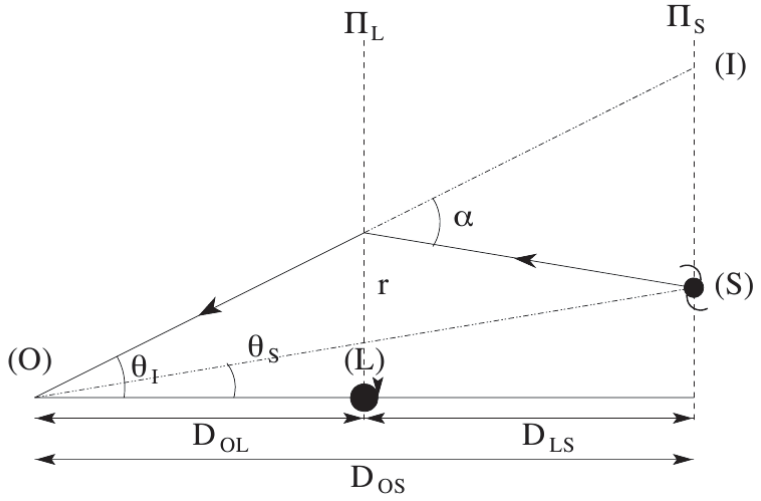


FIG. 1.7 – Schéma du chemin optique parcouru par la lumière à travers la lentille (L) provenant d'une source (S) dont l'observateur (O) voit l'image (I). On peut voir également l'angle de déflection α (Eq. 1.14) ainsi que le paramètre d'impact r. Crédits : Bardeau (2004).

$$d\vec{\theta}_I = \mathcal{A} d\vec{\theta}_S \qquad \mathcal{A}^{-1} = \left(\frac{d\vec{\theta}_S}{d\vec{\theta}_I} \right) \tag{1.17}$$

D'après l'équation 1.16, elle vaut :

$$\mathcal{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \partial_{xx}\phi & -\partial_{xy}\phi \\ -\partial_{yx}\phi & 1 - \partial_{yy}\phi \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

Elle peut aussi se réécrire en utilisant les termes de convergence κ et de cisaillement γ :

$$\mathcal{A}^{-1} = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \gamma \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.19}$$

Enfin, on définit l'amplification μ de la lentille comme étant le déterminant de la matrice d'amplification :

$$\mu = \frac{1}{\det(\mathcal{A}^{-1})} = \frac{1}{(1-\kappa)^2 - \gamma^2} \tag{1.20}$$

Lors de ces dernières années, plusieurs études ont utilisé cet étonnant phénomène de lentille gravitationnelle pour essayer de contraindre l'époque de la réionisation, notamment celles du relevé CLASH (*the Cluster Lensing And Supernovae survey with Hubble*) à propos des amas de galaxies (Postman et al. 2012), et celles plus récemment du projet *Hubble Frontier Fields* qui essaie de repousser encore plus loin les limites de l'Univers observable (Atek et al. 2014,Jauzac et al. 2015,Laporte et al. 2016). Le fait de pouvoir observer des galaxies à plus grand redshift apporte de nouvelles contraintes, par exemple sur la partie faible de la fonction de luminosité des LAEs (Dressler et al. 2015), ou bien sur le nombre de photons ionisants nécessaires

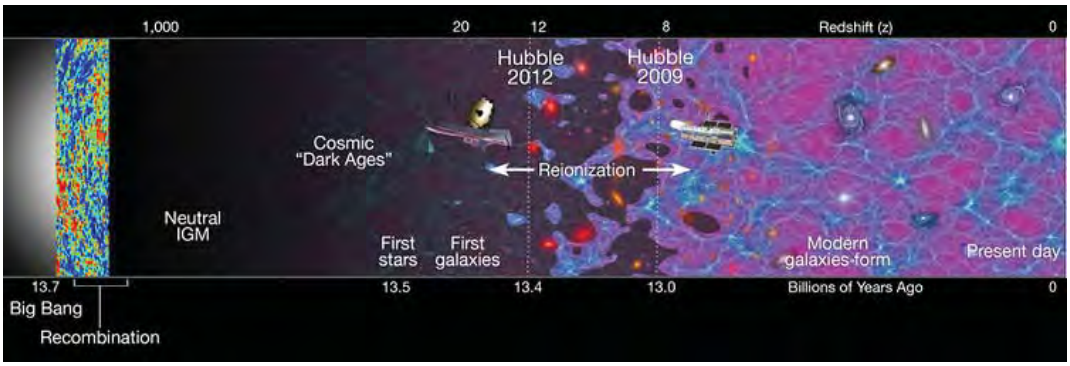


FIG. 1.8 – Schéma illustrant le temps cosmique, du Big Bang jusqu'à aujourd'hui. Nous estimons aujourd'hui que la période de réionisation de l'Univers se situe entre $z \simeq 10$ et $z \simeq 6$.
Crédits : NASA/ESA.

à la réionisation (Duncan & Conselice 2015).

1.3 La réionisation cosmique

1.3.1 Description et caractéristiques

Si les premiers photons du rayonnement fossile s'échappèrent relativement tôt (380 000 ans après le Big Bang), il aura fallu attendre plusieurs centaines de millions d'années pour observer ce qu'on appelle généralement la « première lumière », celle provenant des étoiles. Entre le moment où est émis le fond diffus cosmologigue et celui où naissent les premières étoiles, il n'y a rien d'autre qui rayonne nulle part : c'est l'époque des **âges sombres**. Point de date précise pour le moment, mais on estime l'apparition des premières étoiles entre 200 et 400 millions d'années après le Big Bang. Elles sonnent en tout cas la fin de ces âges sombres où aucune lumière n'était émise, et tandis qu'elles se forment et commencent à constituer les premières galaxies, elles ionisent l'hydrogène neutre autour d'elles. Des bulles d'hydrogène ionisé apparaissent alors autour de chaque étoile - ce qu'on appelle les sphères de Strömgren - et ionisent un pourcentage de l'Univers de plus en plus grand au fur et à mesure qu'elles grandissent et deviennent de plus en plus nombreuses. On estime que l'Univers est complètement ionisé aux alentours de $z \sim 6$, soit un milliard d'années après le Big Bang. Une illustration du temps cosmique se trouve sur la Fig. 1.8 pour visualiser ces propos.

Puisque l'Univers était déjà ionisé au début jusqu'à l'émission du CMB, et qu'ensuite il ne l'était plus pendant les âges sombres, on appelle cette période la **réionisation** de l'Univers, aussi nommée réionisation cosmique. C'est une période qui concerne donc l'Univers quand il était jeune, et il est assez difficile de poser des limites précises de début et de fin, même si des mesures de plus en plus poussées ont été effectuées lors des dernières décennies, en utilisant notamment les trois caracté-

ristiques suivantes expliquées plus en détails dans Loeb & Barkana 2001 :

- **l'effet Gunn-Peterson** : avant que la réionisation ne soit terminée subsiste encore par endroits de l'hydrogène neutre. Si l'on observe un objet assez brillant pour que l'on puisse avoir son spectre et que de l'hydrogène neutre se trouve sur la ligne de visée, celui-ci va absorber la partie ultraviolette du rayonnement, ce qui se verra sur le spectre de la source, le plus souvent un quasar. Cet effet permet donc d'obtenir des contraintes sur la fin de la réionisation (cf. Fig. 1.9). Les travaux de Fan et al. ont été précurseurs en la matière et ont permis d'estimer la fin de la réionisation autour de $z \sim 6$ (Fan et al. 2002,Fan et al. 2006) ;

- **la diffusion Thomson** : dans un milieu ionisé, les électrons sont libres et interagissent notamment avec les photons incidents. Ce qui signifie que les photons du rayonnement fossile ont interagi avec les électrons libres provenant des atomes d'hydrogène ionisé avant de parvenir jusqu'à nous, qui voyons donc ce rayonnement altéré par cet effet. Les dernières mesures du satellite Planck tendent à placer ainsi le début de la réionisation vers $z \sim 10$; plus précisément, il est rapporté que l'Univers était réionisé à moins de 10% pour des redshifts plus grand que $z \sim 10$ (Planck Collaboration et al. 2016). Avant lui, les mesures de WMAP plaçait le début de la réionisation à $z \simeq 10.6 \pm 1.1$ (Hinshaw et al. 2013) ;
- **l'émission à 21 cm** : l'hydrogène neutre possède deux états dits « hyperfins » dans son état fondamental selon que les spins du proton et de l'électron sont parallèles ou anti-parallèles (plus basse énergie). La transition entre ces deux états émet une raie en radio à 21 cm facilement repérable, dont on peut se servir afin de construire une carte en 3D de l'hydrogène neutre dans tout l'Univers, ce qui en fait une contrainte supplémentaire sur la fin de la réionisation (Parsons et al. 2014, Pober et al. 2014).

La nature exacte des sources responsables de la réionisation reste cependant inconnue à ce jour. Il est très certainement probable que plusieurs types de sources soient à l'origine de ce processus, mais en existe-t-il un qui prédomine ? Les noyaux actifs de galaxie (AGN selon le sigle anglais pour *active galactic nuclei*) sont des objets très brillants mais peu nombreux, et les dernières mesures de leur fonction de luminosité laissent à penser qu'ils ne peuvent pas produire effectivement à eux seuls le nombre de photons ionisants nécessaire (Ellis 2014, McGreer et al. 2013).

Nous pensons aujourd'hui que les sources en majorité responsables de la réionisation sont les galaxies de plus faible masse, i.e. de plus faible luminosité, mais qui sont beaucoup plus nombreuses (Atek et al. 2015a, Bouwens et al. 2015a). Parmi elles se trouvent les Lyman Break Galaxies et les émetteurs Lyman-alpha, qui ne se différencient au premier abord que par la manière dont elles sont sélectionnées. Nous les présenterons respectivement dans les sections 1.3.3 et 1.3.4. Les LAEs sont l'objet d'étude de cette thèse dont l'un des objectifs est de savoir si le nombre de photons ionisants qu'ils produisent est suffisant pour pouvoir réioniser entièrement l'Univers. Il sera intéressant également de regarder comment évolue l'abondance des LAEs avec le redshift, une forte évolution ayant déjà été remarquée dans d'autres

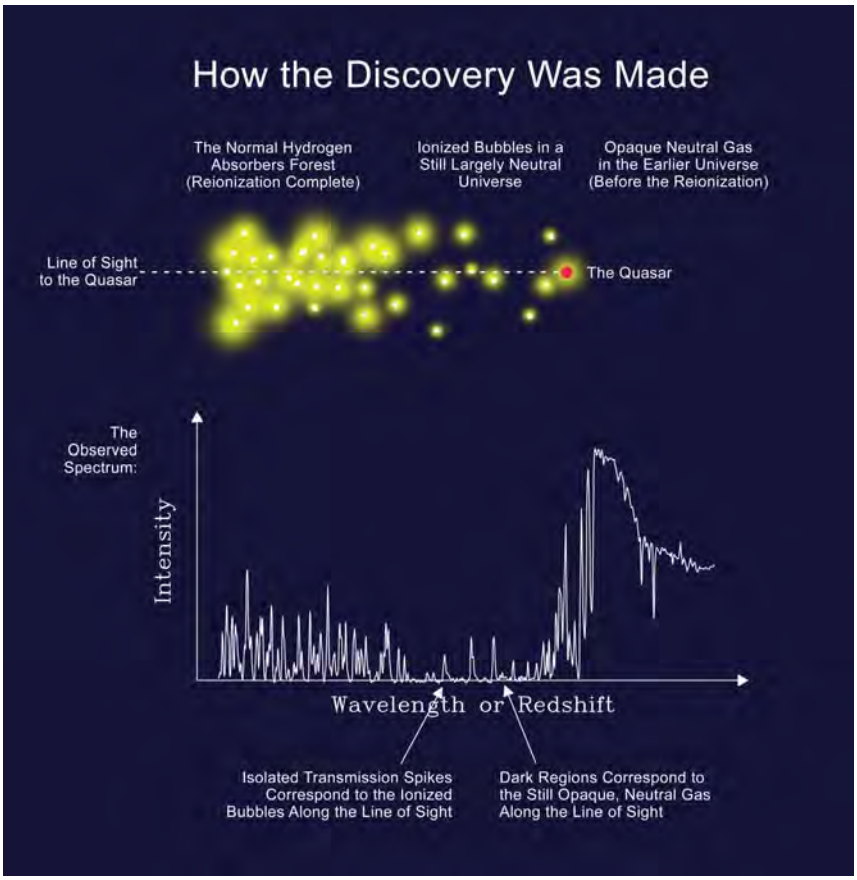


FIG. 1.9 – Schéma représentant l'effet Gunn-Peterson. La forêt Lyman-alpha provient du fait que l'hydrogène neutre disséminé sur la ligne de visée absorbe les photons de la source lumineuse.
Crédits : S. George Djorgovski (Caltech).

études (Clément et al. 2012, Tilvi et al. 2014, Bouwens et al. 2015b).

1.3.2 Les toutes premières galaxies

Si la formation des galaxies est communément expliquée par le modèle hiérarchique, l'époque d'apparition des toutes premières galaxies fait encore débat aujourd'hui. Le modèle hiérarchique explique que ce sont d'abord des « petits » halos de matière noire qui se sont formés par extension des fluctuations de densité de matière que nous voyons grâce au CMB, et que la matière baryonique a commencé à s'agglutiner dans ces halos pour former des « proto-galaxies ». Ces halos de matière noire sont liés entre eux en suivant une structure filamentaire, comme le suggère la dernière simulation Millennium à ce sujet (cf. Fig. 1.10). Ils grossissent et fusionnent entre eux avec le temps pour donner naissance à des halos plus massifs (Barkana & Loeb 2001).

L'une des questions que l'on se pose est donc de savoir quand ces premières galaxies sont apparues, et aussi quelle masse elles avaient lors de leur formation. Les études les plus récentes tendent à indiquer qu'il faut un grand nombre de galaxies formant des étoiles dans des petits halos de matière noire pour avoir assez de photons UV ionisant l'Univers lorsque l'on intègre la fonction de luminosité UV jusqu'à $M \sim -13$ (Bouwens et al. 2015a). Ce qui impliquerait, d'après les simulations de Boylan-Kolchin et al. 2014, qu'il faudrait dans ce cas une dynamique de formation d'étoiles élevée dans des halos avoisinant $M \sim 10^8$ $M_\odot$ pour $z \sim 8$, ce qui semble incohérent avec le nombre de galaxies que l'on compte dans le Groupe Local. L'une des raisons avancée pour expliquer ce décalage est que la formation d'étoiles est quasiment impossible pour des halos moins massifs que $M \sim 10^9$ $M_\odot$, auquel cas il devrait y avoir une rupture de pente dans la fonction de luminosité au niveau des magnitudes les plus basses.

1.3.3 Les « Lyman-Break Galaxies »

Dans tous les cas, les premières galaxies ont commencé à réioniser l'Univers vers $z \sim 11$ d'après les contraintes apportées par les nouvelles mesures de Planck à ce propos. Ces premières galaxies contiennent par définition des étoiles très jeunes et d'une métallicité proche de zéro, ce sont des étoiles de population III qui vont enrichir le milieu interstellaire de métaux au fur et à mesure, à partir duquel vont commencer à se former des étoiles de faible métallicité, des étoiles de population II. La première génération d'étoiles émet des photons UV très énergétiques qui vont ioniser premièrement l'hydrogène neutre qu'elles contiennent pour des longueurs d'onde inférieures à 912Å, ce qui correspond à la plus basse énergie ionisant l'hydrogène, soit 13.6eV. Ensuite, il y a l'effet Gunn-Peterson que nous avons évoqué précédemment, quand les photons sont absorbés par l'hydrogène neutre qui se trouve sur la ligne de visée pour des longueurs d'onde inférieures à 1216Å, pourvu que $z \geqslant 6$ car l'Univers est entièrement ionisé pour des redshifts plus bas. Enfin, en plus de ces deux effets, les photons qui arrivent à s'échapper peuvent rencontrer également sur la ligne de visée des nuages absorbants ; il en résulte plusieurs raies d'absorption dans le spectre de la source vue par l'observateur : c'est la **forêt de Lyman**. Ce dernier effet s'applique

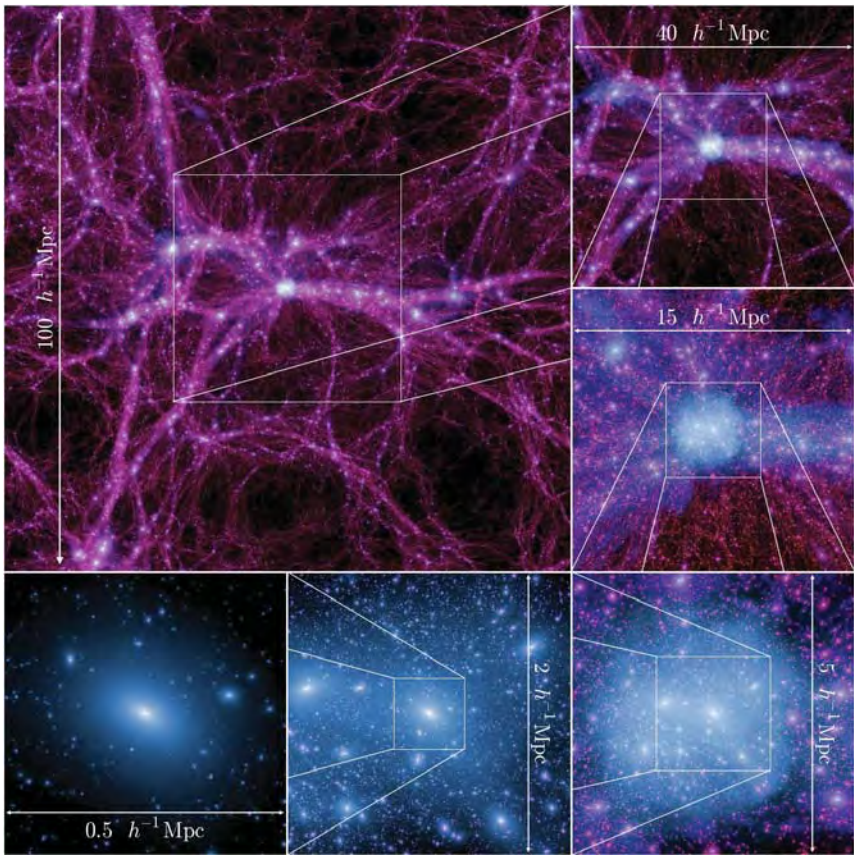


FIG. 1.10 – Illustration de la simulation Millennium pour un halo massif à $z = 0$. On voit clairement la structure filamentaire que l'Univers a aujourd'hui.
Crédits : Boylan-Kolchin et al. 2009.

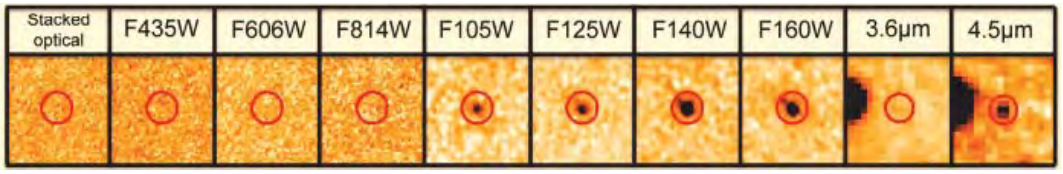


FIG. 1.11 – Exemple d'une Lyman-Break Galaxy qui n'apparaît qu'à partir du filtre F105W. Un second break est d'ailleurs visible entre 3.6 μm et 4.5μm : c'est le break de Balmer, seconde discontinuité à 4000Å.
Crédits : Laporte et al. 2014.

surtout aux raies Lyα et Lyβ .

Autrement dit, le spectre d'une galaxie à grand redshift formant des étoiles laisse apparaître une « cassure » - le fameux *break* - entre la partie inférieure à 912Å où l'on ne reçoit aucune émission et son continuum à partir de 1216Å dans son référentiel, si tant est qu'elle en ait un. C'est cette contrainte forte qui est exploitée depuis plusieurs décennies maintenant pour détecter des galaxies à grand redshift, en cherchant cette cassure de Lyman par photométrie : ce sont les *Lyman-Break Galaxies* (LBGs). Concrètement, cela signifie que la galaxie est invisible jusqu'à une certaine longueur d'onde (comme il s'agit de photométrie, jusqu'à un certain filtre) puis apparaît pour des longueurs d'onde plus grandes. Ce principe est illustré sur la Fig. 1.11.

Cette méthode de détection des galaxies donne déjà un premier indice quant à leur nature : il ne peut y avoir une cassure que si la galaxie émet dans la partie « bleue » de l'ultraviolet, autrement dit si elle forme des étoiles. Il s'agit d'un moyen observationnel qui permet aujourd'hui de trouver des galaxies à très grand redshift (Bouwens et al. 2015b, Laporte et al. 2015). Quand elles sont détectées grâce à cette méthode, on parle alors de **redshift photométrique**, déterminé le plus précisément possible en ajustant les points photométriques par un spectre d'une galaxie existante parmi une liste contenant plusieurs types de galaxies (*starburst* ou formation d'étoiles continue, masses stellaires initiales et métallicités différentes etc.). Cependant, un suivi spectroscopique est nécessaire si l'on souhaite mesurer précisément le redshift d'une source, mais cela demande beaucoup plus de temps et d'argent. C'est l'une des raisons aussi pour laquelle cette méthode s'est largement imposée : il est bien moins coûteux d'obtenir des images photométriques d'un grand champ de vue et de sélectionner par la suite les LBGs, notamment en se servant d'un diagramme couleur-couleur, c'est-à-dire lorsque l'on cherche à ce que la cassure ne se trouve que dans un filtre prédéterminé. Des conditions supplémentaires sont à prendre en compte dans ce cas pour être sûr de ne pas être contaminé par des objets plus proches mais plus « rouges » car plus poussiéreux, comme ce fut le cas pour Hayes et al. 2012, en imposant des contraintes spécifiques quant aux couleurs que doivent avoir les sources, ou bien en observant également en infrarouge pour améliorer la couverture photométrique.

Cette technique observationnelle fut utilisée dès les années 1990 pour observer des galaxies à des redshifts autour de $z \sim 3$ (Steidel et al. 1996,Steidel et al. 1998).

Ce sont les progrès effectués ces dernières années qui permettent de détecter des galaxies à plus grand redshift (jusqu'à $z \sim 10-11$) car il est devenu possible d'observer dans l'infrarouge avec une résolution suffisamment grande. On peut donc se servir des diagrammes couleur-couleur pour sélectionner des galaxies à très grand redshift, comme illustré sur la Fig. 1.12. Par ailleurs, cette méthode est utilisée depuis plus d'une décennie aussi bien dans des champs vides (Bouwens et al. 2004) que dans des champs d'amas de galaxies (Pello 2004), les deux types de champ étant complémentaires, l'un couvrant une portion plus grande du ciel et l'autre permettant d'observer des galaxies encore plus faibles et donc potentiellement plus lointaines (sous-entendu pour un même temps de pose). Les derniers travaux en date rapportent des galaxies détectées à des redshifts $z \sim 10$ pour les champs vides (Bouwens et al. 2015b) et jusqu'à $z \sim 8$ (Laporte et al. 2015,Atek et al. 2015b) ainsi que des candidats à $z \sim 11$ (Coe et al. 2013) pour les champs lentillés.

1.3.4 Les émetteurs Lyman-alpha

La raie Lyα est la raie la plus brillante intrinsèquement qu'une galaxie peut émettre. Elle correspond à la désexcitation d'un atome d'hydrogène qui passe du premier état excité $n = 2$ à son état fondamental $n = 1$, n étant le nombre quantique principal (cf. Fig. 1.13). Le photon Lyα est émis à une longueur d'onde de 1215.67Å, soit à une énergie de 10.2eV, mais la raison pour laquelle la raie est très brillante vient du fait qu'il s'agit d'une raie résonnante. En effet, l'hydrogène neutre absorbe également les photons Lyα par la transition inverse ($n = 1 \rightarrow n = 2$).

Par conséquent, les photons Lyα sont émis, absorbés et réémis en permanence dans le bulbe ionisé autour de l'étoile. Seule une partie de l'ensemble des photons Lyα vont pouvoir s'échapper. Même s'il existe autant de phénomènes physiques que de profils de raie (Verhamme et al. 2012), on peut déjà commencer par dire que les photons émis dans l'aile bleue de la raie (juste avant 1216Å) s'échappent de la source en allant directement en direction de l'observateur, mais leur énergie est telle qu'ils sont absorbés par l'hydrogène neutre du milieu interstellaire ; à l'inverse, les photons qui ont d'abord été diffusés dans le sens inverse et qui reviennent par la suite dans la direction de l'observateur n'ont pas l'énergie nécessaire pour exciter l'atome d'hydrogène, parce que celui-ci les voit avec un certain redshift. Le milieu d'hydrogène neutre leur est donc transparent, c'est pourquoi la raie Lyα est asymétrique (on ne reçoit que l'aile rouge de la raie). Il est à noter que l'on ne reçoit environ que 50% du flux ionisant de cette raie (Hayes 2015) à cause de ce phénomène notamment. Des exemples d'émetteurs Lyman-alpha dans l'Univers local sont visibles sur la Fig. 1.14.

Quand bien même, cette raie très brillante est utilisée depuis presque cinquante ans maintenant comme traceur des premières galaxies (Partridge & Peebles 1967). Depuis quelques années déjà, elle fait l'objet de nombreuses études à la recherche des galaxies à très grand redshift, que ce soit avec la méthode des images en bande étroite ou par spectroscopie. Diverses observables permettent de caractériser la raie Lyα, comme le flux, la largeur équivalente ou encore la fraction d'échappement. La largeur équivalente est la largeur du rectangle qui possède la même surface que le flux de la raie en émission divisé par le continuum, c'est-à-dire que pour un flux donné de

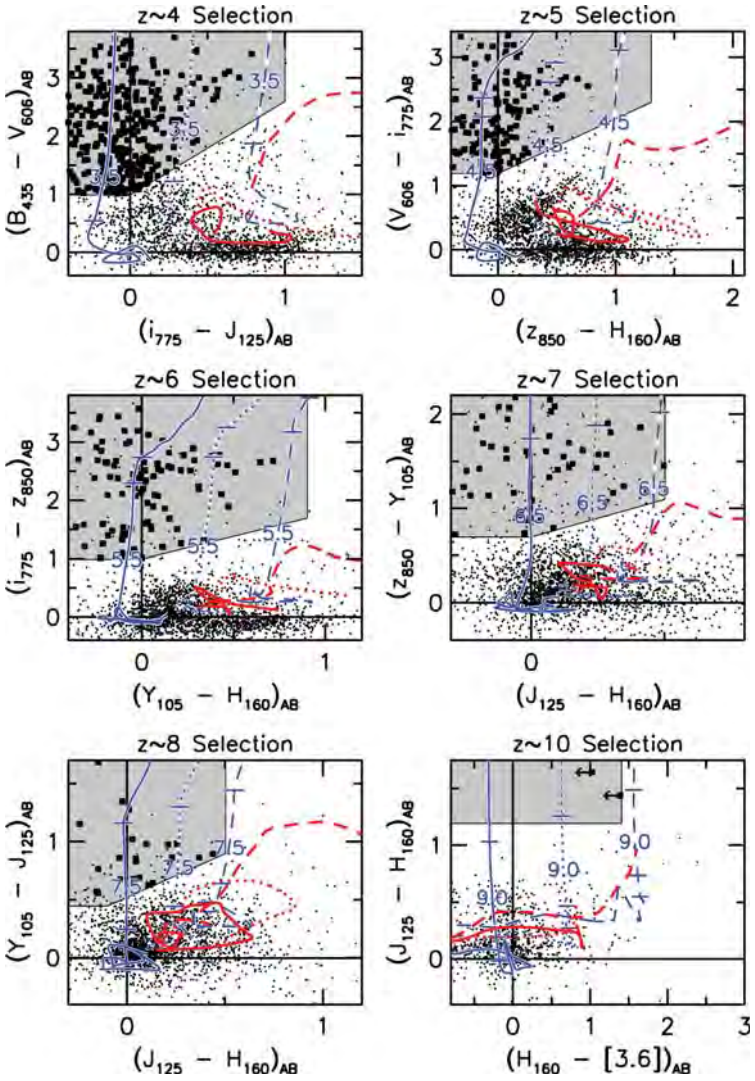


FIG. 1.12 – Diagrammes couleur-couleur établis pour les champs XDF, HUDF09-1, HUDF09-2, CANDELS-GN, et CANDELS-GS à partir des données du HST. Les courbes bleues sont les galaxies qui forment des étoiles en fonction du redshift pour différentes valeur de la pente β du continuum UV. Les courbes rouges sont les objets contaminants attendus en fonction du redshift. Les points noirs sont les galaxies détectées dans le champ XDF. La zone grisée contient les galaxies retenues par les critères de sélection.
Crédits : Bouwens et al. 2015b

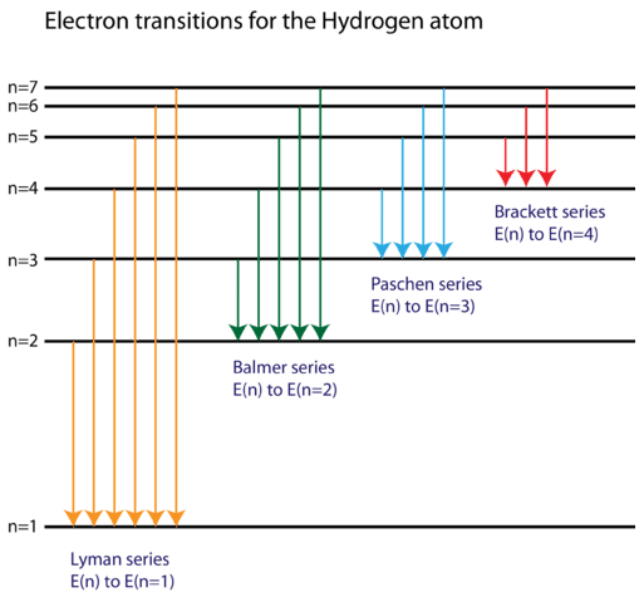


FIG. 1.13 – Raies de désexcitation de l'atome d'hydrogène. La raie Lyman-alpha est la toute première, celle de plus petite énergie (10.2eV) et de plus grande longueur d'onde (1216Å) entre les états $n = 2$ et $n = 1$.
Crédits : site internet CK-12.

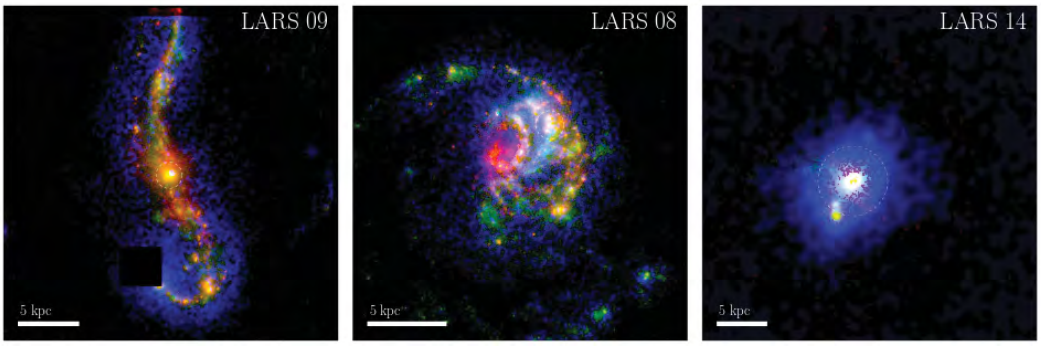


FIG. 1.14 – Images de galaxies Lyman-alpha observées avec le spectrographe COS du HST dans l'Univers local. Les couleurs correspondent à Hα en rouge, l'ultraviolet profond en vert et la raie Lyα en bleu.
Crédits : Hayes 2015.

la raie, plus le continuum est elevé plus la largeur équivalente est petite, elle mesure pour ainsi dire la force de la raie. Bien évidemment, flux et largeur équivalente sont étroitement liés, mais l'un ne donne pas nécessairement l'autre directement dans le cadre de cette raie résonante, étant donné qu'une partie du continuum stellaire est absorbée par les grains de poussière sans que l'on sache précisément en quelle quantité.

Quant à la fraction d'échappement $f_{esc}^{Ly\alpha}$, que l'on définit comme étant la fraction du nombre de photons reçus sur le nombre de photons créés, elle nous renseigne sur la manière dont le gaz et la poussière absorbent les photons émis. Elle n'est pas directement observable contrairement au flux et à la largeur équivalente, mais il existe différentes manières de l'estimer. Par exemple, on peut comparer le nombre de photons Lyα à celui de photons provenant d'autres raies en émission de l'atome d'hydrogène neutre, principalement les raies Hα et Hβ qui sont les plus visibles après Lyα. L'inconvénient de cette méthode étant qu'il faut être en mesure d'observer ces raies qui se trouvent bien plus loin dans le spectre (6563Å et 4861Å au repos respectivement). On peut aussi l'estimer à partir des taux de formation stellaire induit par la raie Lyα d'une part et celui qu'a effectivement la galaxie calculé à l'aide du continuum UV émis d'autre part. Autrement dit, cela se traduit par l'équation suivante :

$$f_{esc}^{Ly\alpha} = \frac{\text{L(Ly}\alpha\text{) observée}}{\text{L(Ly}\alpha\text{) intrinsèque}} = \frac{\text{SFR(Ly}\alpha\text{)}}{\text{SFR(UV)}} \tag{1.21}$$

en insistant sur le fait que le taux de formation stellaire SFR(UV) doit être corrigé de l'extinction due aux poussières pour se rapprocher au maximum du SFR réel de la galaxie, ce qu'ont fait par exemple Blanc et al. 2011. Ces derniers soulignent d'ailleurs dans cette étude que la fraction d'échappement des photons Lyα est complexe à évaluer et qu'il faudrait par exemple des travaux plus poussés sur l'effet des vents galactiques entrants et sortants, ou pour connaître davantage l'effet de la poussière qui prédomine surtout pour les galaxies à bas et moyen redshifts (car elles en accumulent avec le temps), tandis qu'à grand redshift ce serait le milieu intergalactique et l'hydrogène neutre contenu dedans qui dominerait l'absorption des photons Lyα.

Il est utile de noter que les LBGs et les LAEs ne sont donc pas des galaxies différentes par nature, mais que ce sont les moyens observationnels adoptés pour les détecter qui les différencient. Les LBGs sont vues à partir de la discontinuité qu'il existe dans leur continuum à 912Å au repos - une condition sine qua non est qu'elles aient un continuum par conséquent - tandis que les LAEs reposent sur la détection photométrique ou spectroscopique de la raie Lyα, qu'il y ait un continuum ou non. On comprend alors qu'une LBG peut être également un LAE (et inversement), sans pour autant que ce soit nécessairement le cas. Autrement dit, il existe une intersection entre ces deux populations de galaxies, qui évolue par ailleurs avec le redshift, qu'il serait utile de connaître dans un même volume d'Univers pour pouvoir estimer précisément leur contribution relative à la densité de taux de formation stellaire, notamment lors de la réionisation cosmique.

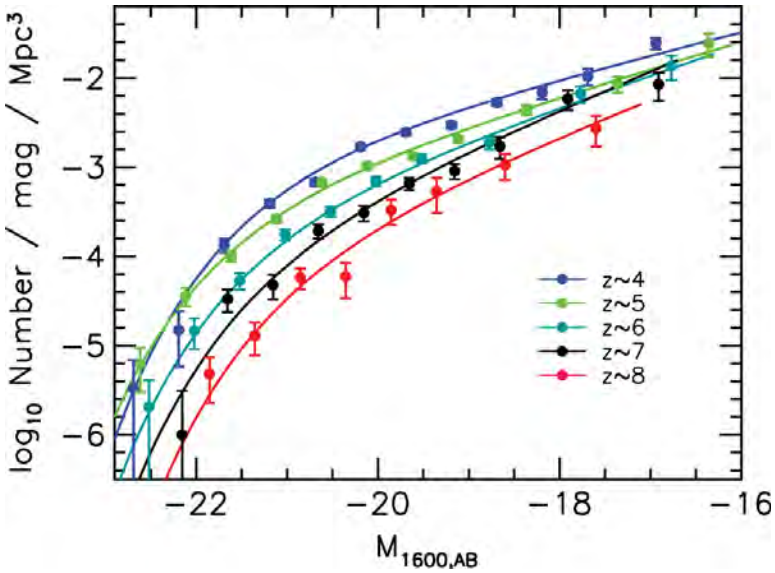


FIG. 1.15 – Évolution de la fonction de luminosité des LBGs pour des redshifts compris entre $4 \leqslant z \leqslant 8$.
Crédits : Bouwens et al. 2015b.

1.3.5 Contraintes actuelles sur les sources de la réionisation

Un consensus semble se confirmer lors de ces dernières années, l'idée étant que ce seraient effectivement les LBGs et les LAEs de plus faible luminosité mais présents en très grand nombre les sources responsables de la réionisation. Pour connaître le nombre d'objets pour une luminosité donnée, on trace leur **fonction de luminosité**. Quand elles sont tracées en fonction de la magnitude comme sur la Fig. 1.15, les sources faibles se trouvent dans la partie droite du graphe. Plus la pente de la FdL est grande, plus il y a de sources faibles, et c'est justement la tendance qui est observée aujourd'hui. Il est intéressant de se pencher également sur l'évolution de la FdL en fonction du redshift ; comme on peut le voir sur la Fig. 1.16, qui est la même figure que la Fig.1.15 après normalisation, la pente de la FdL augmente avec le redshift, ce qui veut dire que plus on observe loin, plus il est censé y avoir de LBGs faibles.

Dans ce travail de thèse, j'ai eu la chance de pouvoir travailler avec les données d'un tout nouvel instrument pour partir à la recherche de ces émetteurs Lyman-alpha. Nous allons donc nous intéresser à cet instrument dans le chapitre suivant.

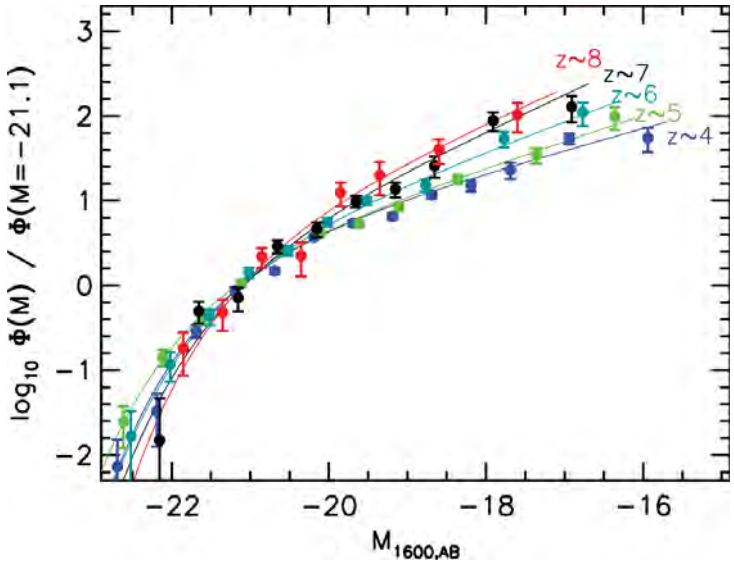


FIG. 1.16 – Évolution de la fonction de luminosité des LBGs en fonction du redshift après avoir normalisé les FdLs pour qu'elles aient environ la même densité à une magnitude de $M = -21.1$, ce qui permet de comparer exclusivement les pentes. Il est nettement visible que le nombre de sources faibles augmente avec le redshift. Crédits : Bouwens et al. 2015b.

CHAPITRE 2

Observations avec MUSE et méthodologie

Sommaire

2.1 L'instrument MUSE 44
2.1.1 À propos du projet 44
2.1.2 Caractéristiques techniques 44
2.1.3 La réduction de données 47
2.2 Détections des sources Lyman-alpha 48
2.2.1 Comparaison avec la méthode classique des images en bande étroite 51
2.2.2 Les programmes de détection automatique 52
2.2.3 L'échantillon d'amas de galaxies 54

2.1 L'instrument MUSE

2.1.1 À propos du projet

Comme tous les grands projets qui ont pour ambition de créer un nouvel instrument dans le domaine de l'astrophysique, MUSE (*Multi Unit Spectroscopic Explorer*) a mis du temps à voir le jour (et observer la nuit...). L'idée de cet instrument innovant est venue de son PI actuel, Roland Bacon, en 2004. Le côté révolutionnaire de MUSE vient du fait qu'il agit comme un immense IFU (*Integral-Field Unit*, spectrographe à intégral de champ), c'est-à-dire qu'il acquiert tous les spectres des objets contenus dans une portion du ciel bien plus grande comparée aux IFUs existants. Nous allons par la suite présenter brièvement les caractéristiques de l'instrument ; le lecteur pourra consulter s'il le souhaite divers documents pour plus de détails (Bacon et al. 2014, site de l'ESO[1]).

Contrairement aux spectrographes multi-objets classiques, que ce soit des dispositifs à fentes, à fibres ou multi-IFU, MUSE n'a pas besoin de préselectionner les objets que l'on souhaite étudier dans le champ de vue. Cet avantage lui permet d'identifier des sources qui n'auraient pas été vues en imagerie. C'est notamment le cas des objets présentant des raies en émission, avec ou sans continuum detectable, comme les LAEs par exemple. Bien que MUSE apporte cet avantage de pouvoir observer sans biais de présélection photométrique de telles sources, la contrepartie est que le champ de vue est assez réduit (1 arcmin^2), et qu'une méthodologie relativement complexe est nécessaire à mettre en place pour extraire les objets sans continuum détectable dans ces cubes de données.

En vérité, MUSE consiste en un assemblage de vingt-quatre IFUs, il a donc fallu relever ce défi technologique, surtout en termes d'optique (cf. Sect. 2.1.2). Plusieurs laboratoires européens font partie de la collaboration MUSE : l'AIP (Potsdam), l'ETH (Zurich), l'observatoire de Leiden et l'IAG (Göttingen) pour les laboratoires étrangers, ainsi que deux laboratoires français, l'IRAP (Toulouse) où j'effectue ma thèse et le CRAL (Lyon) où le projet est né.

Le montage de MUSE débute en 2009 à Lyon, dans les salles blanches du CRAL, où il sera testé avant de prendre l'avion pour Santiago en septembre 2013. Il est installé en janvier sur le télescope UT4 du Very Large Telescope (VLT, Chili) à l'aide d'une grue qui le porte et le fait passer directement par la coupole (il a été remonté dans une salle de l'observatoire). Il observe sa première lumière le 31 janvier 2014 avec succès (Bacon et al. 2014).

2.1.2 Caractéristiques techniques

MUSE est un spectrographe à intégral de champ qui recouvre $1' \times 1'$ de portion du ciel en *Wide Field Mode* (WFM) avec une résolution spatiale de $0.3'' - 0.4''$ pour un échantillonage de $0.2''$ par pixel. Plus précisément, l'image qu'acquiert MUSE est divisée par un séparateur de champ en 24 tranches qui vont alimenter chacune un

[1] https ://www.eso.org/sci/facilities/develop/instruments/muse.html

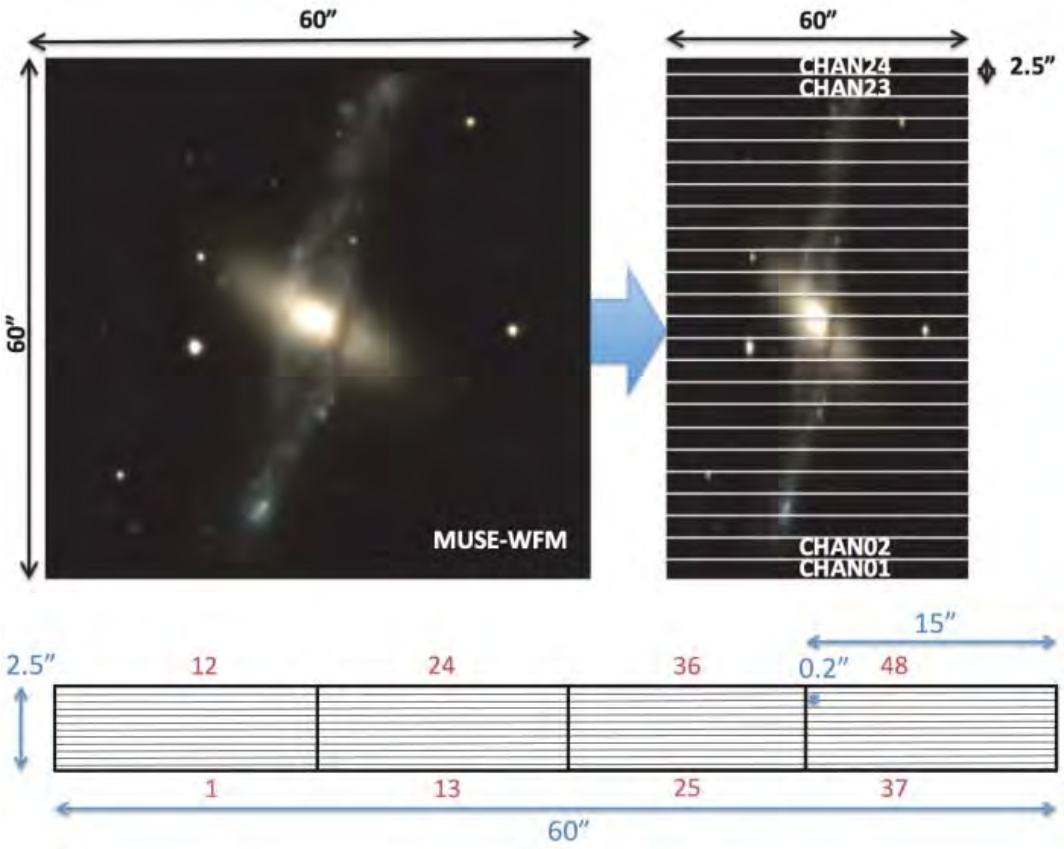


FIG. 2.1 – Illustration du découpage par MUSE d'une image d'abord en 24 tranches, elles-mêmes découpées par la suite en 48 autres « mini-tranches ».
Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE.

IFU. Avant d'atteindre l'IFU, un *slicer* découpe à son tour la lumière en 48 tranches qui vont venir sur une caméra CCD chacune composée de 4000×4000 pixels. Une illustration de ce système complexe est présentée sur la Fig. 2.1, tandis que les séparateur de champ et *slicer* se trouvent sur la Fig. 2.2.

MUSE comporte aussi un second mode qui permet d'avoir une meilleure résolution spatiale sur une portion de ciel plus petite que le WFM, appelé NFM pour *Narrow Field Mode*. Il consiste en un champ de vue de $7.5'' \times 7.5''$ pour une résolution spatiale de $0.03'' - 0.05''$ avec un échantillonage de $0.025''$ par pixel. Seul le WFM fut utilisé durant ma thèse. Le spectre d'observation va de 465 nm à 930 nm en WFM et de 480 nm à 930 nm NFM. MUSE observe donc en optique et en proche infrarouge. La résolution spectrale va de ~ 2000 dans le bleu jusqu'à ~ 4000 dans le rouge (cf. Fig. 2.3). L'ensemble des caractéristiques techniques sont accessibles dans le manuel d'utilisateur de MUSE[2].

[2]Manuel d'utilisateur de MUSE : https ://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/muse/doc/VLT-MAN-MUS-14670-1477-1.0.pdf

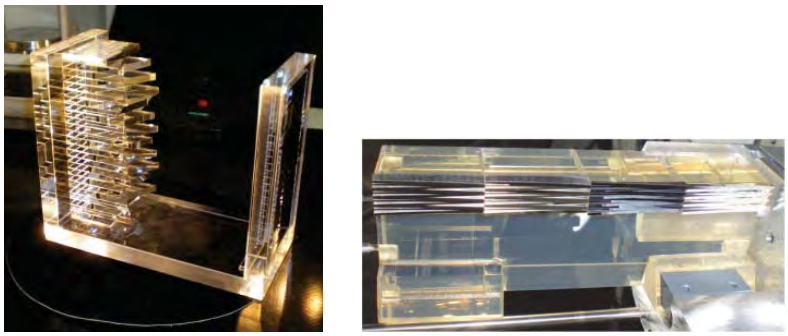


FIG. 2.2 – Photographies du séparateur de champ et du *slicer* (à gauche et à droite respectivement) que contient MUSE pour découper une première fois l'image en 24 tranches et pour redécouper chacune de ces tranches en 48 autres « mini-tranches ».
Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE.

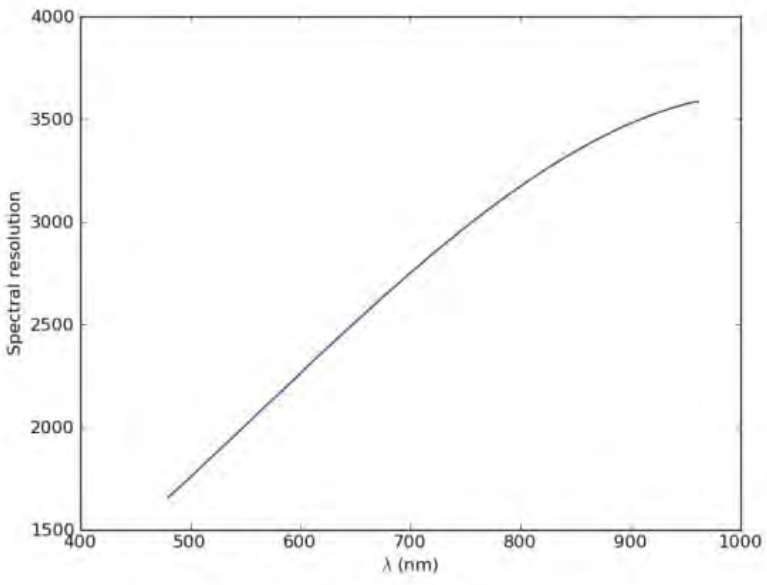


FIG. 2.3 – Figure représentant la résolution spectrale de l'instrument MUSE en fonction de la longueur d'onde.
Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE.

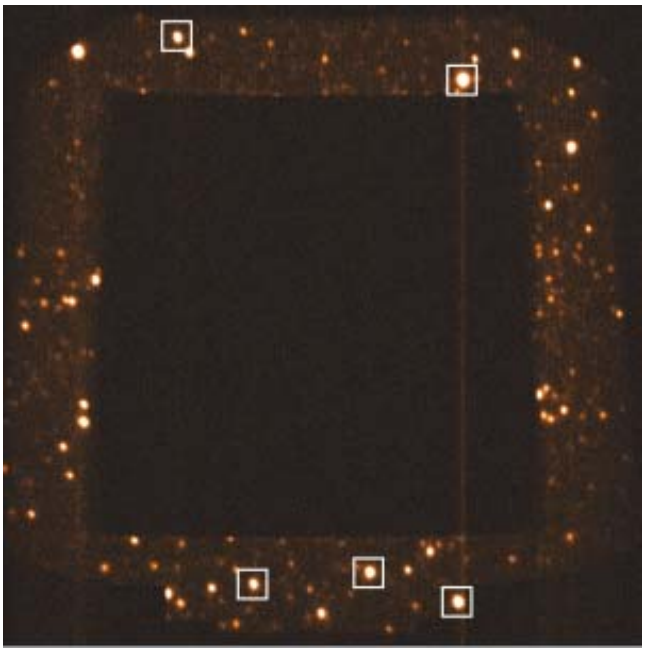


FIG. 2.4 – Représentation du « Slow Guiding System »de MUSE, où des étoiles de référence servent à corriger en temps réel la direction pointée par le télescope. Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE.

MUSE est muni d'un « Slow Guiding System »(SGS) pour affiner le guidage du télescope. Comme on peut le voir sur la Fig. 2.4, la partie qui couvre le champ de vue est masquée et plusieurs sources astrophysiques de référence situées dans le pourtour sont utilisées pour corriger en temps réel la direction dans laquelle pointe le télescope.

2.1.3 La réduction de données

La réduction des données MUSE se décompose en deux étapes principales : la conversion des données brutes en données pré-réduites en prenant en compte les différentes calibrations variables entre chaque IFU et un travail de post-production qui englobe tous les IFUs pour obtenir des données scientifiquement utilisables.

C'est lors de la première étape que l'on va effectuer les corrections habituelles par rapport aux différents bruits et aux défauts des capteurs :

- soustraction du bias qui correspond au bruit dû à l'électronique des capteurs (caméra CCD ici) ;
- élimination du dark qui est l'image obtenue en observant complètement dans le noir, autrement dit des pixels qui brillent sans recevoir de photons mais à cause d'une accumulation d'électrons par effet thermique ;
- correction du flat pour homogénéiser la réponse de chaque pixel et faire en sorte qu'ils aient la même face à une seule et même lumière.

Les diverses calibrations nécessaires pour une utilisation scientifique des données

interviennent quant à elles soit dans la première étape, soit dans la seconde :

- en longueur d'onde, à l'aide de lampes appropriées (1ère étape) ;
- géométriques, en faisant translater un masque à trous dans le plan focal (1ère étape) ;
- en flux, en observant des étoiles standard de référence spectrophotométriques (2nde étape) ;
- astrométriques, en ayant une ou plusieurs étoiles de référence juste autour du champ d'observation grâce au « Slow Guiding System » (2nde étape).

Une étape clé de la réduction qui a posé beaucoup de problèmes et qui en pose encore au moment où j'écris ces lignes est la soustraction des raies d'émission atmosphériques qui polluent le spectre du ciel. En effet, l'atmosphère terrestre émet plusieurs raies dans le rouge et le proche infrarouge dont il est difficile de se défaire dans les cubes MUSE. À ce propos, l'atmosphère est responsable de raies en absorption également, les raies telluriques, dont on corrige l'effet à l'aide d'un fichier d'entrée qui les répertorie et aussi grâce aux observations d'étoiles de référence. Au début de ma thèse, lorsque je commençais à reduire les données, on utilisait un modèle de ciel fourni en tant que fichier d'entrée lors de la réduction, mais cela fonctionnait mal. Un programme développé par une personne du consortium MUSE était utilisé pour améliorer la soustraction de ces raies du ciel mais il n'y parvenait que partiellement (ZAP, pour *Zurich Atmosphere Purge*, Soto et al. 2016). Lors de mes dernières réductions (début 2016) la meilleure méthode restait de faire tourner ZAP sur chaque exposition de notre cube et ensuite de combiner tous ces cubes *zappés*. Un autre programme fut utilisé pour ce faire (CubEx, cf. Sect. 2.2.2), mais il coupait parfois certaines raies réelles contenues dans les spectres du cube et n'était donc pas utilisable. Ces deux programmes étaient et sont toujours développés dans le même temps, leurs essais simultanés permettaient donc d'apporter des comparaisons et des commentaires utiles aux développeurs.

C'est lors de la seconde étape que les données calibrées des 24 IFUs sont combinées pour former un seul cube, lui-même correspondant à un seul temps de pose. Il est possible par la suite de combiner les différents temps de pose en un unique cube, soit en passant par le *Data Reduction System* (DRS par la suite), soit en se servant des outils inclus dans MPDAF, librairie python dédiée à la réduction et à l'analyse des données MUSE.

Les deux étapes de réduction sont résumées par un schéma explicatif sur les Fig. 2.5 et 2.6 tirées du manuel du pipeline de MUSE[3].

2.2 Détections des sources Lyman-alpha

À l'instar de la réduction des données, la détection de sources dans des cubes est aussi un domaine nouveau. Au niveau de l'extraction des sources 2D, la référence

[3]Manuel du pipeline de MUSE : ftp ://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/muse/muse-pipeline-manual-1.6.2.pdf

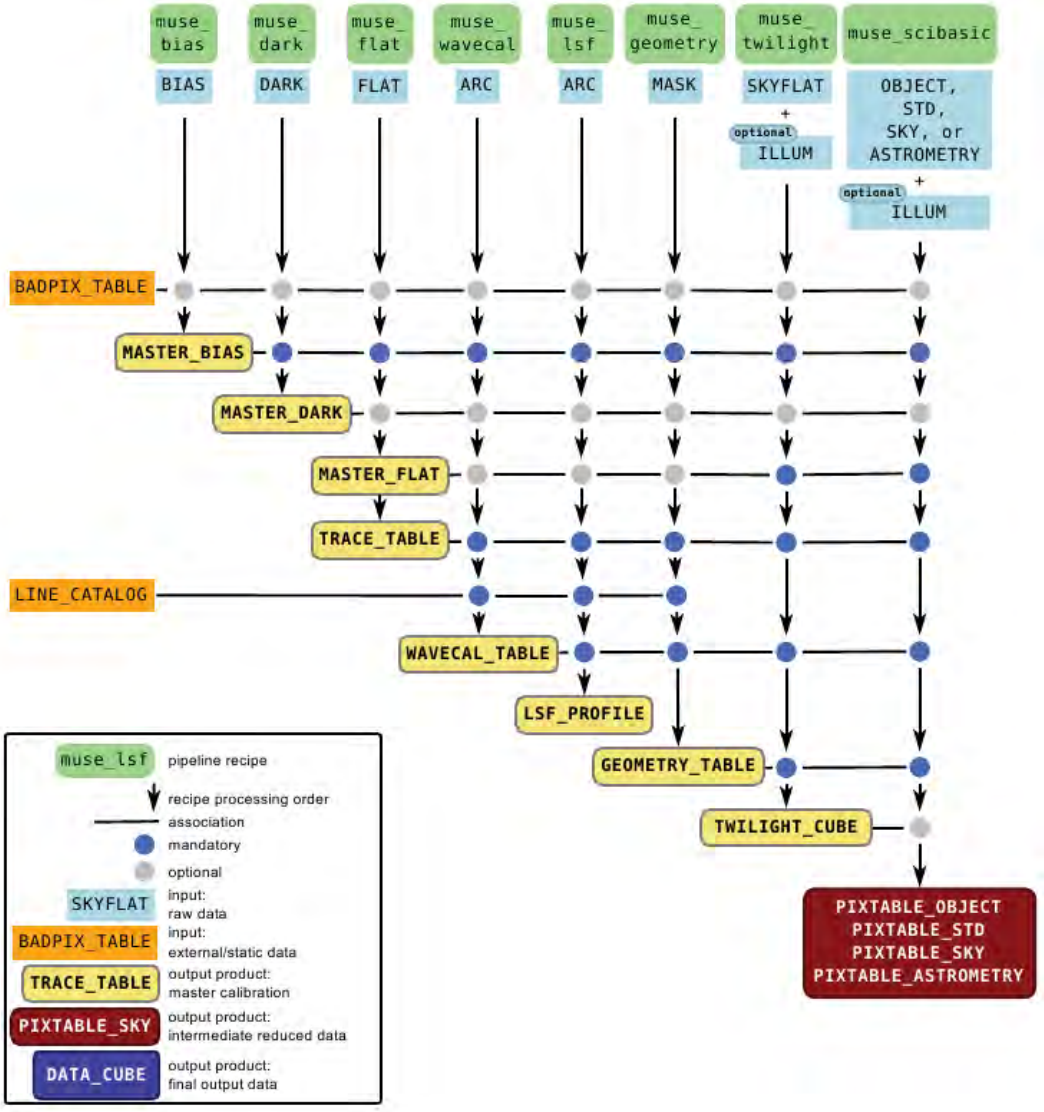


FIG. 2.5 – Première étape de réduction des données MUSE où les diverses calibrations et corrections sont effectuées.
Crédits : Manuel du pipeline de MUSE.

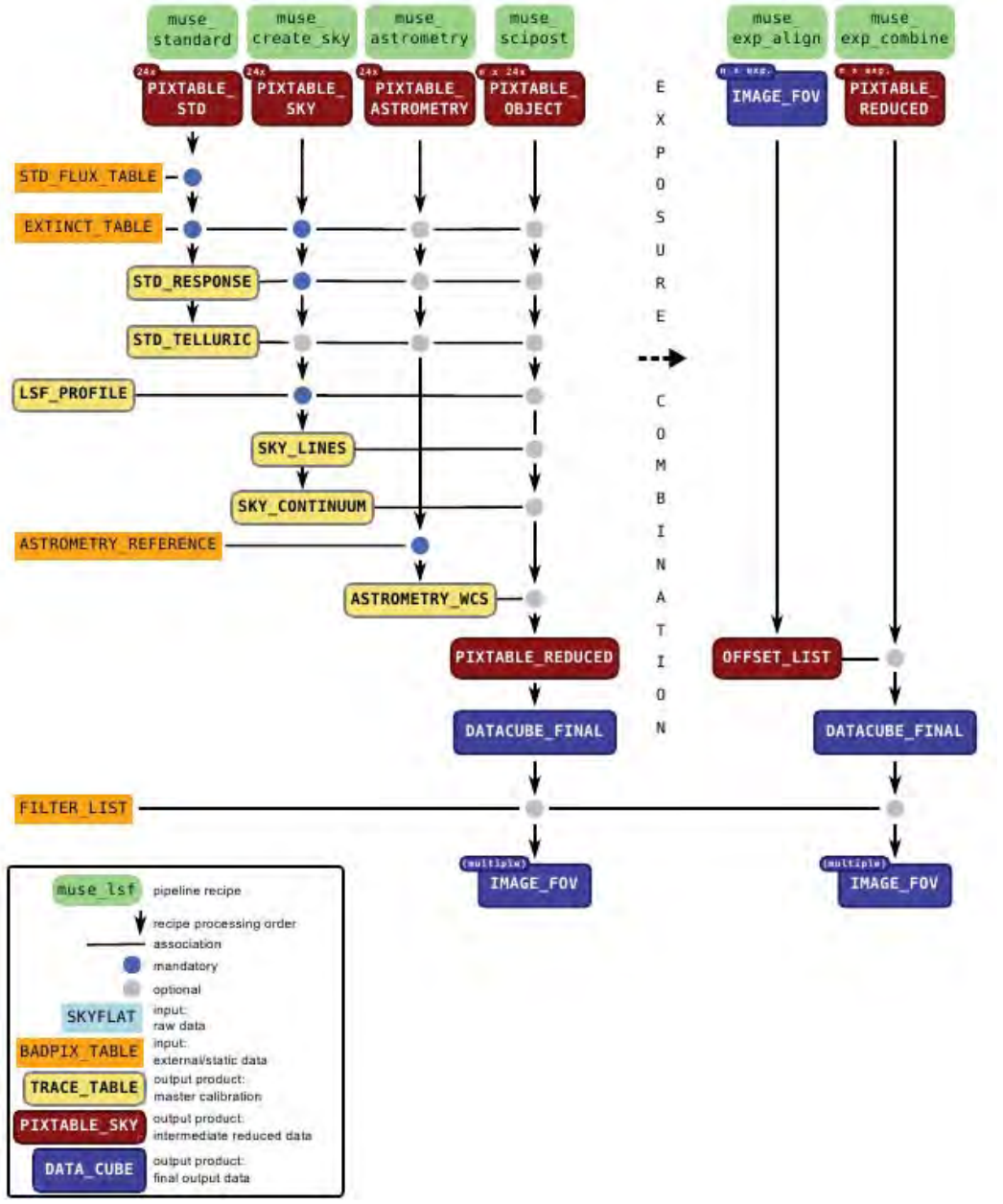


FIG. 2.6 – Seconde étape de réduction des données MUSE où les 24 IFUs sont combinés pour donner un seul cube en sortie.
Crédits : Manuel du pipeline de MUSE.

est SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), utilisé sur les images astronomiques pour obtenir la photométrie. Dans notre cas, l'outil idéal serait un « SExtractor 3D », c'est-à-dire un programme qui serait simple d'utilisation et qui détecterait pour résumer des sources au-dessus d'un paramètre seuil en flux, modifiable par l'utilisateur. Plusieurs membres de la collaboration MUSE se sont penchés sur l'élaboration d'un tel outil, mais dans tous les cas une inspection visuelle est obligatoire, non seulement pour faire une première liste des sources que l'on a dans le cube, mais aussi pour déterminer proprement la complétude de notre échantillon d'amas lentillés, à savoir quelle fraction de sources que l'on a d'abord vues par nous-mêmes ils sont capables de détecter, puis combien de sources qui nous ont échappées à l'oeil ils arrivent à voir. Et comme ce fut le cas pour le DRS, ces programmes ont vu le jour sous différentes versions tout au long de ma thèse, mais je ne m'attarderai que sur les dernières avec lequelles j'ai travaillé car cela me semble plus pertinent.

2.2.1 Comparaison avec la méthode classique des images en bande étroite

La recherche d'émetteurs Lyman-alpha était très différente avant la nouvelle génération de spectrographes type IFU comme MUSE (Santos et al. 2004 avec LRIS, Cassata et al. 2011 avec VIMOS), presque antinomique dans le sens où, soit il fallait d'abord sélectionner des candidats photométriques pour ensuite aller les observer avec un spectrographe, soit l'on préconisait la technique des images en bande étroite que nous allons décrire juste après et qui limitait la recherche de LAEs autour d'un seul redshift. Tandis qu'avec un spectrographe comme MUSE, on cherche « à l'aveugle » dans un champ relativement grand ($1' \times 1'$) sans aucune sélection à priori tout en couvrant un intervalle beaucoup plus grand en redshift.

La méthode qui fut la plus utilisée durant ces deux dernières décennies fait appel à la photométrie en bande étroite (*narrow band images* en anglais). L'idée est d'observer un champ à travers un filtre étroit en longueur d'onde et de comparer le flux observé dans ce filtre étroit avec celui qu'on obtient dans une bande large adjacente. Dans certains cas, on peut déplacer le filtre étroit le long du spectre (comme OSIRIS sur le GTC par exemple, qui possède un filtre réglable), mais le plus souvent on utilise un filtre en bande étroite et fixe. C'est un peu comme pour les LBGs où on attend un sursaut de flux entre deux filtres, sauf qu'ici le filtre est beaucoup plus fin et l'on cherche à détecter une raie, et non pas une simple cassure.

Cette méthode est plutôt efficace et a permis de détecter un certain nombre de sources Lyman-alpha (Kashikawa et al. 2011,Shioya et al. 2009,Ouchi et al. 2008), mais elle comporte néanmoins plusieurs défauts non négligeables. Pour commencer, ce sont des observations photométriques, un suivi spectroscopique est donc nécessaire par la suite pour confirmer qu'il s'agit bien d'une raie Lyα d'une part, et pour avoir son redshift spectroscopique d'autre part. Ensuite, il faut que le flux observé soit assez grand pour que la raie soit détectable. Aussi, puisqu'il s'agit de photométrie et donc d'observations qui demandent du temps (et de l'argent) et que de surcroît, dans la plupart des cas, on ne peut pas déplacer le filtre le long de l'axe des longueurs d'onde, on se contraint ainsi à n'observer des émetteurs Lyman-alpha

qu'autour d'un certain redshift à la fois. Qui plus est, le filtre étroit doit être localisé dans des régions non polluées par les raies du ciel terrestre ; il en résulte qu'il n'existe qu'un nombre limité de fenêtres d'observation étroites en redshift. Enfin, l'intervalle en redshift couvert par cette méthode étant très petit, il est nécessaire d'observer une large surface du ciel pour avoir la chance de détecter un nombre de sources suffisant pour obtenir des résultats statistiquement significatifs.

Avec MUSE, nous passons outre ces obstacles. Il n'y a plus de présélection de candidats puisque l'on a un spectre par pixel (presque cent mille en tout), nous pouvons avoir une raie en émission à n'importe quelle longueur d'onde comprise entre 4750Å et 9350Å, ce qui signifie que nous couvrons l'intégralité de cette partie du spectre sans être biaisés par la largeur d'un filtre. De plus, nous pouvons voir des sources bien plus faibles en luminosité grâce à la spectrométrie, soit avec de longs temps de pose, soit en se servant de l'effet de lentille gravitationnelle des amas de galaxies (cf. Sect. 1.2.4) comme nous l'avons fait dans cette étude.

2.2.2 Les programmes de détection automatique

Plusieurs outils de détection de sources ont été utilisés durant cette thèse que nous allons décrire brièvement.

LSDCAT

LSDCAT (*emission Line Source Detection & Cataloging Tool*, Herenz, E.C., en préparation) est un programme spécialement conçu pour détecter des raies en émission dans un cube de données. Il procède en plusieurs étapes[4] :

- étape 1 : mesure du bruit présent dans tout le cube en ne prenant qu'un certain nombre de pixels éloignés des sources brillantes (bruit de fond) ;
- étape 2 : élimination des sources qui possèdent un continuum en soustrayant un filtre médian ;
- étape 3 : application d'un filtre gaussien sur toutes les tranches spectrales du cube (lissage spatial) ;
- étape 4 : application d'un filtre gaussien le long de l'axe des longueurs d'onde (lissage spectral) ;
- étape 5 : détection des raies en émission en considérant qu'un certain nombre de voxels (pixels 3D) se trouvent au-dessus d'un certain seuil par rapport au bruit mesuré lors de la première étape.

CubEx

CubEx (pour *Cube Extractor*) est un outil développé par Sebastiano Cantalupo (Cantalupo, S., en préparation). En deux mots, l'ambition de ce programme est de jouer le même rôle que celui de SExtractor pour les images, mais cette fois-ci pour

[4]Il est préférable de rappeler que LSDCAT est un programme toujours en développement, les étapes énoncées ici se raccordent à la dernière version utilisée courant 2015.

des cubes de données. Autrement dit, le but est de détecter toutes les sources existantes dans un cube de données automatiquement et d'en sortir un catalogue. Avec CubEx on a aussi accès à une panoplie d'outils très pratiques pour travailler avec des cubes MUSE :

- CubeSel pour découper le cubes en tranches ;
- CubeBKGSub pour soustraire le background ;
- CubeFix et CubeSharp pour éliminer les raies du ciel ;
- CubePSFSub pour obtenir la PSF d'un objet ;
- CubeArit pour procéder à diverses opérations arithmétiques (à la manière d'IRAF) ;
- Cube2Spc pour avoir le spectre en 2D d'un objet.

Dans notre cas, c'est l'outil CubeSharp qui paraissait prometteur pour la soustraction du ciel mais qui en venait parfois à couper des raies en émission provenant de sources réelles dans le cube. Cela nous paraissait donc trop dangereux de l'utiliser pour la recherche de sources Lyman-alpha notamment.

MUSELET

Intégré dans le regroupement d'outils MPDAF dédiés aux données MUSE, MUSELET[5] (*MUSE Line Emission Tracker*) est un outil simple mais performant pour détecter des sources dans un cube, développé par Johan Richard. Il procède en trois étapes :

- étape 1 : il découpe le cube en autant d'images qu'il y a de pixels sur l'axe des longueurs d'onde (3681 pour un cube MUSE par exemple) et crée également une image blanche et une image couleur du cube (en définissant plus ou moins arbitrairement les tranches en longueur d'onde pour le bleu, le vert et le rouge) ;
- étape 2 : il fait tourner SExtractor sur chacune des images créées dans la première étape et obtient un catalogue de tous les objets trouvés sur chaque plan du cube ;
- étape 3 : les catalogues passent par une corrélation croisée afin de ne conserver qu'une seule fois les objets trouvés sur plusieurs tranches du cube dans le catalogue final, tout en séparant ces objets dans trois catalogues distincts. L'un où tous les objets détectés sont gardés avant la corrélation croisée, un deuxième où se trouvent les objets associés avec du continuum et un troisième avec les objets non associés à du continuum.

Il est très facile à prendre en main, surtout pour les personnes connaissant déjà SExtractor, puisqu'il suffit de jouer avec les paramètres contenus dans un seul fichier de configuration avant de le lancer en une seule ligne de commande. C'est l'une des raisons pour laquelle nous avons décidé d'utiliser MUSELET plutôt que les deux autres dans notre procédure de détection automatique, car il est simple d'utilisation

[5]Page de documentation sur le site dédié à MPDAF : http ://mpdaf.readthedocs.io//en/stable/muselet.html

et performant.

2.2.3 L'échantillon d'amas de galaxies

Tous les amas de galaxies que nous avons étudiés dans cette thèse présentent un intérêt certain, et ce pour diverses raisons. Premièrement, ce sont des amas massifs dont l'amplification moyenne dans le champ de vue de MUSE est élevée ($\mu \sim 10$), ce qui représente un facteur principal en ce qui nous concerne pour la détection de LAEs de faible luminosité. Ensuite, il s'agit d'amas qui ont fait l'objet de plusieurs études par le passé et qui sont donc bien connus à ce jour, notamment leur modèle de masse, ce qui joue un rôle très important dans la détermination de l'amplification pour une source donnée et donc de son flux intrinsèque, pour ne pas dire de sa luminosité.

Le tableau 2.1 présente les principales caractéristiques des amas utilisés dans cette thèse et le résumé des observations MUSE effectuées. Tous ces amas sont à redshift intermédiaire, et les observations obtenues avec MUSE sont relativement peu profondes, avec environ 2h par pointé pour les trois premiers amas. Avec ce temps de pose, on atteint un flux de l'ordre de 2×10^{-18} erg.s^{-1}.cm^{-2} à 2σ, dans une ouverture de $0.75''$ de rayon. L'amas A2744 a quant à lui bénéficié d'un temps d'observation beaucoup plus grand, ayant été observé en quatre parties de 3h30, 4h, 4h et 5h plus 2h au centre pour un total de 18h30.

En plus des données MUSE, nous utilisons aussi les données photométriques des archives du *Hubble Space Telescope* (HST) pour « forcer » l'extraction des sources avec un continuum mesuré sur ces images. L'identification et la mesure des raies Lyα se fait donc en deux étapes : une extraction « guidée » par le continuum dans un premier temps, suivie d'une détection automatique à l'aide des outils décrits ci-dessus.

Dans le cas de A2390, nous nous servons des données de la WFPC2 (F555W et F814W, avec un temps d'exposition de 8400s et 10500s respectivement ; PID 5352, PI. B. Fort), et ACS (F850LP, avec un temps d'exposition de 19200s ; PID 10504, PI. R.S. Ellis). La profondeur typique de ces images est AB $\sim$ 26 dans la bande F814W (à 5σ avec le MAG_AUTO de SExtractor). C'est ce filtre qui est utilisé pour l'extraction guidée.

Dans le cas de A1689, nous utilisons des images ACS dans les bandes optiques (F475W, F625W, F775W, F850LP ; PID 9289, PI : H. Ford). Ces images sont très profondes et arrivent à AB $\sim$ 28.2 dans le filtre F775W (5σ dans une ouverture de $0.2''$ de rayon), ce dernier étant utilisé pour l'extraction guidée.

Les Fig. 2.7 à 2.11 illustrent la disposition du champ de MUSE sur ces quatre amas. Les Fig. 2.13 et 2.11 présentent des exemples montrant l'étendue de la ligne critique à $z = 3.5$ par rapport à la dimension du champ MUSE. Les modèles de distribution de masse utilisés seront décrits dans la Sect. 4.1.

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif de l'échantillon total d'amas de galaxies utilisé lors de cette étude.

Galaxy cluster	$z_{cluster}$	RA au centre (J2000) DEC au centre (J2000)	Date d'observation	Temps de pose
Abell 1689	0.184	$\alpha = 13:11:30.5$ $\delta = -01:20:41.5$	09/02/2014	1h50 (6×1100s)
Abell 2390	0.228	$\alpha = 21:53:35:48$ $\delta = +17:41:47.5$	22/09/2014	2h (4×1800s)
Abell 2667	0.233	$\alpha = 23:51:39.3$ $\delta = -26:05:03.1$	26/10/2014	2h (4×1800s)
Abell 2744	0.318	$\alpha = 00:14:20.9$ $\delta = -30:23:53.8$	21/09/2014 (début)	18h30 (cf. texte)

FIG. 2.7 – Image couleur de l'amas de galaxies Abell 1689 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F450W pour le bleu, F606W pour le vert et F814W pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 190 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.184$.

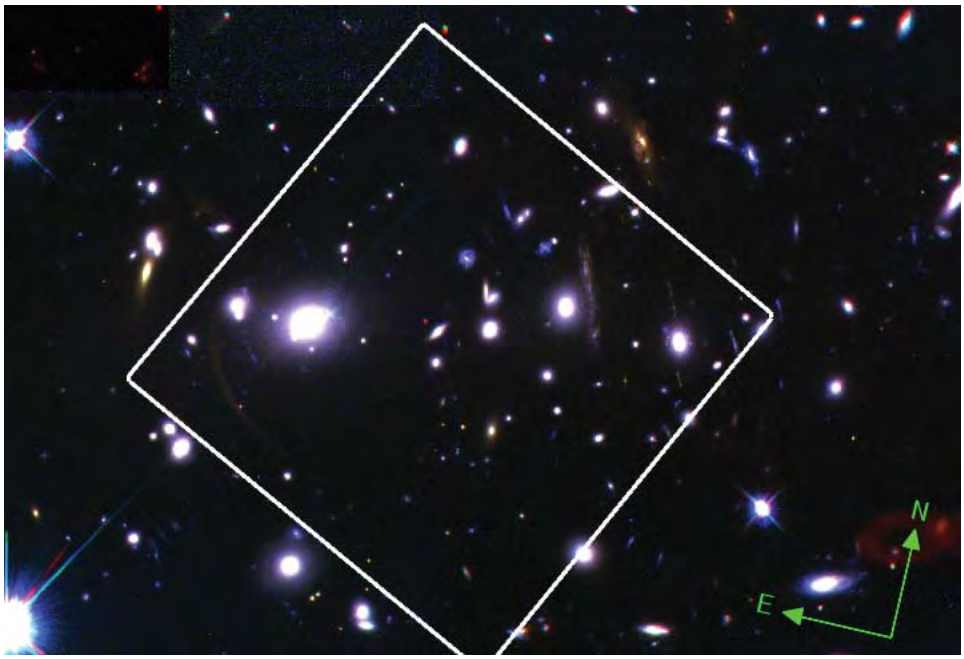


FIG. 2.8 – Image couleur de l'amas de galaxies Abell 2390 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F555W pour le bleu, F814W pour le vert et F850LP pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 220 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.228$

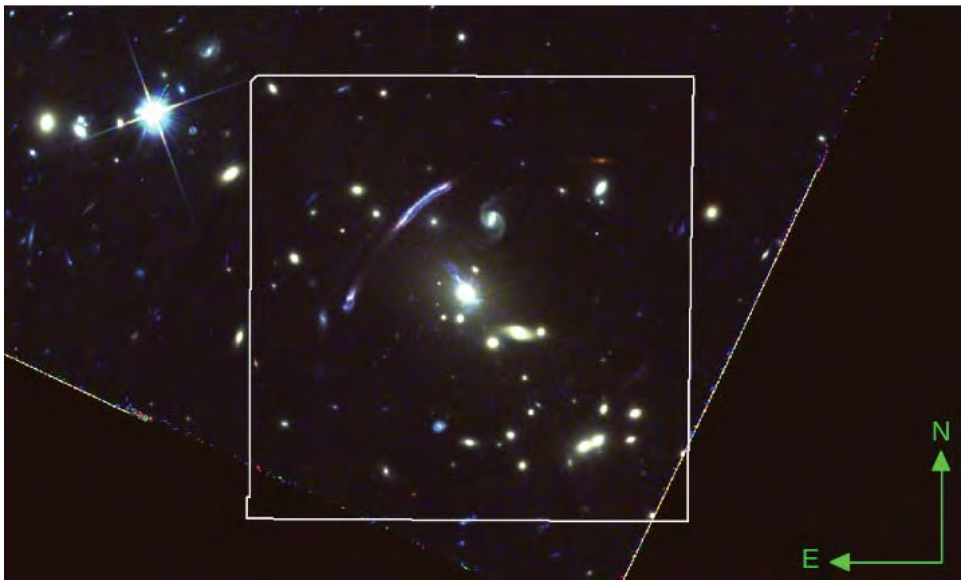


FIG. 2.9 – Image couleur de l'amas de galaxies Abell 2667 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F450W pour le bleu, F606W pour le vert et F814W pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 220 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.233$

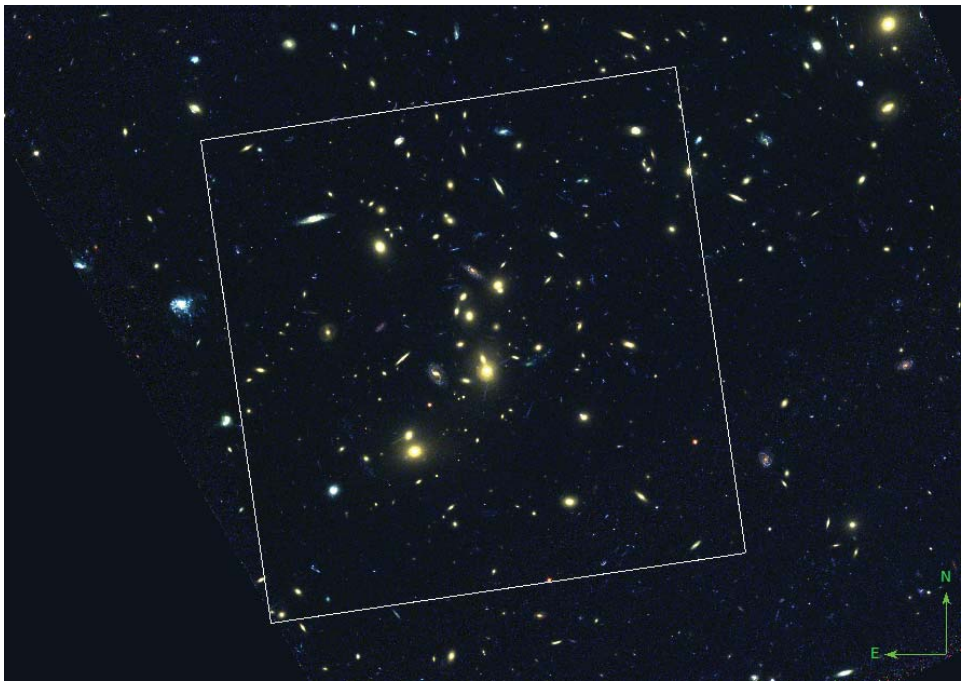


FIG. 2.10 – Image couleur de l'amas de galaxies Abell 2744 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F435W pour le bleu, F606W pour le vert et F814W pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 560 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.318$

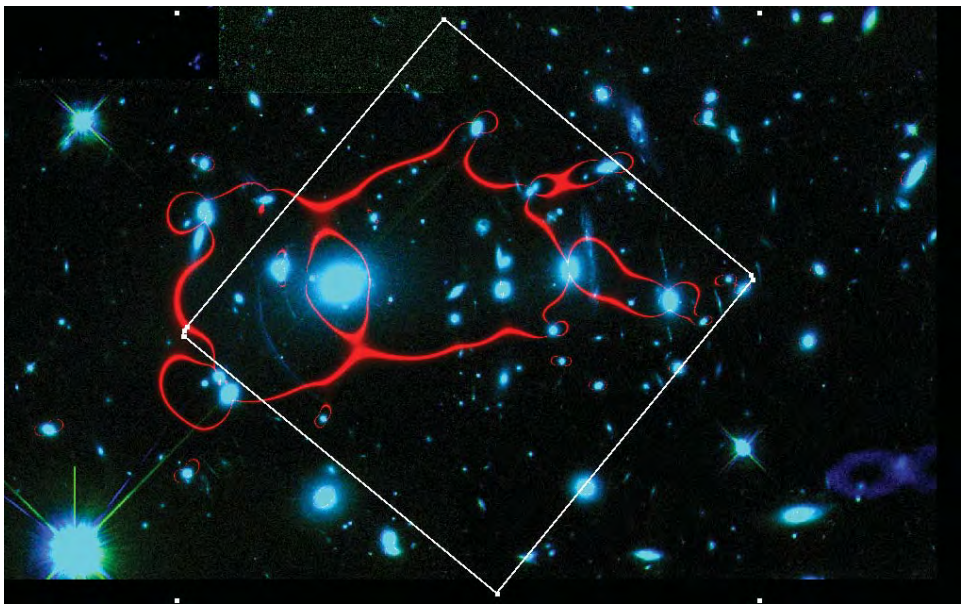


FIG. 2.11 – Lignes critiques de l'amas A2667 pour un redshift $z = 3.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F814W et F850LP. Les lignes critiques sont en rouge.

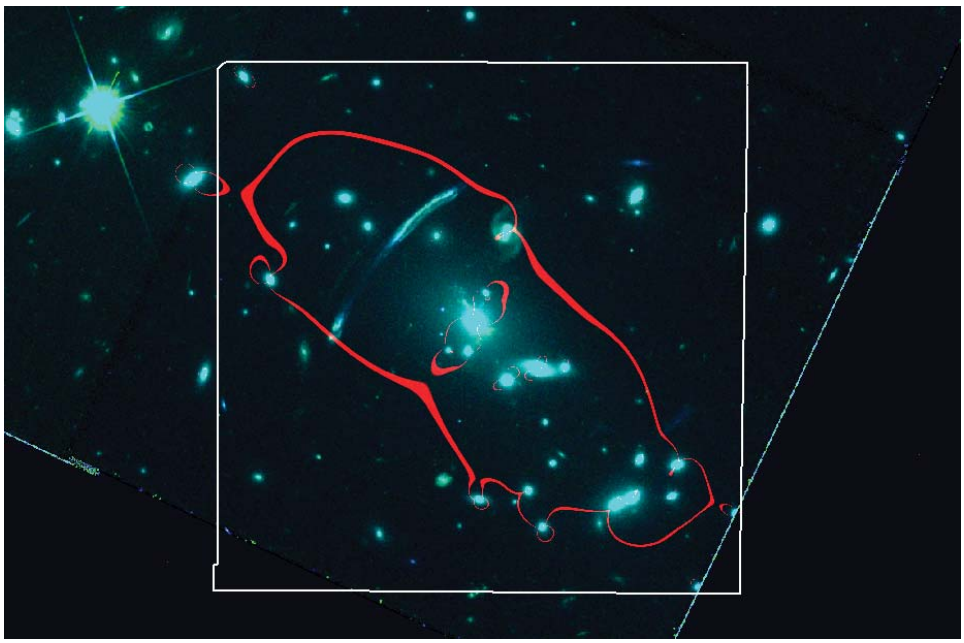


FIG. 2.12 – Lignes critiques de l'amas A2667 pour un redshift $z = 3.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F450W et F606W. Les lignes critiques sont en rouge.

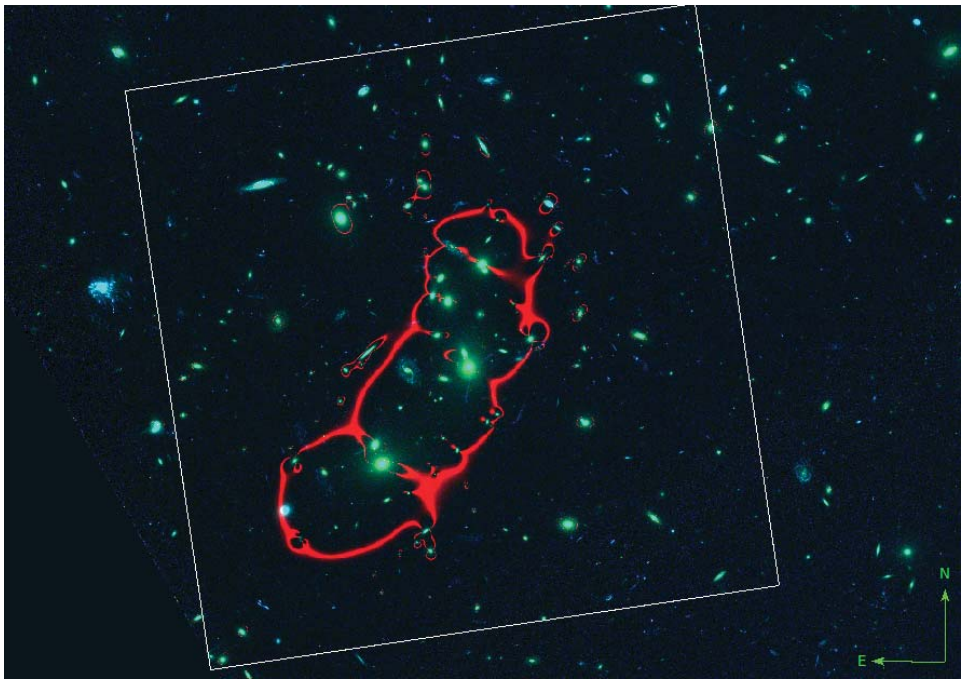


FIG. 2.13 – Lignes critiques de l'amas A2744 pour un redshift $z = 3.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F435W et F606W. Les lignes critiques sont en rouge.

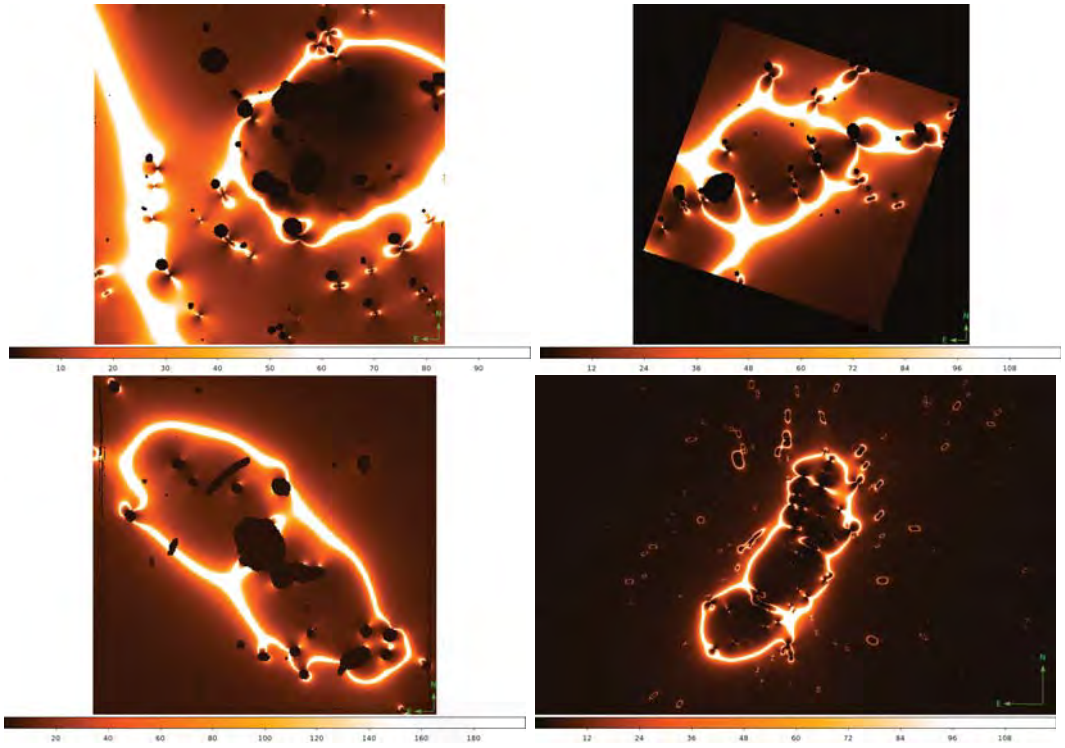


FIG. 2.14 – Cartes d'amplification des quatre amas utilisés dans cette étude à $z = 3.5$ pour chacune d'entre elles. Dans l'ordre de lecture : A1689, A2390, A2667 et A2744. Il s'agit des cartes projetées sur le plan image, les trois premières montrant en plus le masque des galaxies brillantes.

CHAPITRE 3

Un exemple type : l'amas de galaxies Abell 1689 vu par MUSE

Sommaire

3.1 Les caractéristiques de l'amas 62
3.2 Les observations avec MUSE 62
3.3 Amplification gravitationnelle et covolume exploré par MUSE 63
3.4 Méthode de détection 64
3.5 Les sources détectées 65
3.6 Détermination de la complétude 68
3.6.1 Construction d'un catalogue d'objets artificiels 68
3.6.2 Lancement du programme de détection automatique 69
3.6.3 Obtention de la complétude 69
3.7 Une première contrainte sur la fonction de luminosité 70
3.8 Conclusions 72

Cet amas est l'un des plus connus et des plus étudiés à ce jour notamment parce qu'il s'agit d'une lentille particulièrement efficace. Sa distribution en masse est telle que l'on observe naturellement des dizaines d'images multiples, mais aussi des grands arcs dont le sextuplet que l'on peut voir sur la Fig. 2.7 (en bas à gauche du cœur de l'amas). Son amplification moyenne n'est pas nécessairement très élevée (autour de 11 dans le champ de MUSE) mais des valeurs bien plus élevées sont observées pour certaines images multiples, ce qui permet de détecter des sources très faibles intrinsèquement d'une part, et des sources plus éloignées d'autre part par rapport à un champ vide avec le même temps de pose. À noter que l'échantillon ainsi obtenu sera aussi moins sensible aux biais qui favorisent les sources les plus lumineuses intrinsèquement, du fait que l'amplification est un effet purement géométrique ne dépendant que de la position des sources sur le plan du ciel. Les divers avantages qu'apporte l'utilisation des amas-lentilles dans le contexte de cette étude ont été discutés entre autres par Maizy et al. 2010.

Abell 1689 a été le premier amas observé pendant le commissioning de MUSE. Nous avons réalisé sur ce dernier tous les tests techniques avant de les généraliser à l'ensemble de notre échantillon. Nous allons donc présenter dans cette partie les aspects plus généraux de notre étude, et nous nous intéresserons davantage aux résultats concernant les LAEs dans le chapitre suivant (4).

3.1 Les caractéristiques de l'amas

Abell 1689 est un amas duquel 525 galaxies ont déjà été confirmées spectroscopiquement à ce jour (Czoske 2004) et situé à $z_{amas} = 0.1847$. La dispersion de vitesses de ces galaxies d'amas est de $\sigma = 2214 \pm 38$ km/s si l'on considère que la distribution en masse reproduit une gaussienne centrée autour du redshift z_{amas}. Avec les données MUSE il se pourrait que l'on distingue plutôt deux parties qui auraient chacune une dispersion de $\sigma = 1200 \pm 51$ km/s pour la plus massive et de $\sigma = 600 \pm 68$ km/s pour la seconde (Bina et al. 2016). Le modèle de masse de l'amas est bien connu grâce aux nombreuses images HST que l'on a et aussi grâce aux images multiples relativement nombreuses que l'on compte, puisqu'elles permettent de contraindre justement le positionnement des lignes critiques de l'amas et donc sa répartition en masse (Limousin et al. 2007, Coe et al. 2010,Richard et al. 2011). Cet amas joue le rôle d'une lentille particulièrement efficace et présente quelques objets remarquables, comme par exemple un arc contenant un sextuplet d'images d'une LBG située à $z = 3.038$ (Frye et al. 2007).

3.2 Les observations avec MUSE

Abell 1689 a été observé avec MUSE (cf. Sect. 2.2.3) durant le temps de son premier commissioning, plus précisément durant la nuit du 9 février 2014, à travers six temps d'exposition de 1100 secondes chacun (environ 18min) pour un total de 6600 secondes (soit 1h50). Le champ est centré sur la position $\alpha = 13 : 11 : 30.5$ et $\delta = -01 : 20 : 41.5$ (J2000). Le seeing mesuré à partir du cube final est relative-

ment bon, il varie entre $\sim 0.51''$ et $\sim 0.87''$ selon les mesures du moniteur DIMM, et entre $0.9''$ et $1.1''$ lorsqu'on le mesure à partir des images blanches du cube (FWHM).

Les données ont été réduites avec un script python qui fait appel aux fonctions mises à disposition par l'ESO dans son pipeline qui passe par des lignes de commande esorex. Dans les deux cas, l'ensemble de ces « recettes » font partie de ce qu'on appelle le Data Reduction System (DRS). Comme indiqué dans la section 2.1.3, la réduction a consisté d'abord à créer des master_bias, master_dark, master_flat en prenant les fichiers bruts bias, dark, flat correspondant à la nuit d'observation, puis à procéder aux calibrations en astrométrie, flux et longueurs d'onde.

J'aimerais insister ici sur le fait que la prise en main des données MUSE - et surtout leur réduction - fut une étape nécessaire évidemment mais véritablement chronophage, tout le monde était plus ou moins néophytes en la matière puisqu'il s'agissait de nouvelles données pour chacun. Il y eut certes des simulations de données 3D en amont pour créer et tester la pipeline de réduction, mais réduire ensuite de vraies données est toujours différent. Sans compter sur le fait qu'une nouvelle version du DRS sortait régulièrement tout au long de ma thèse, et à chaque nouvelle version il fallait changer la manière de réduire ou d'appeler certaines fonctions, voire d'en rajouter et d'en supprimer d'autres etc. En résumé, il a fallu plusieurs mois pour savoir réduire ces données d'un genre nouveau du début à la fin.

Un premier cube de Abell 1689 a été obtenu en octobre 2014, sur lequel le programme ZAP a été tourné pour enlever au mieux les raies atmosphériques et les résidus du ciel. D'autres versions du cube ont cependant vu le jour au cours du temps, étant donné que le DRS aussi a subi plusieurs modifications à travers différentes versions ainsi que le programme ZAP. Un autre programme de soustraction du ciel a fait son apparition entre temps, inclu dans CubEx. Diverses réductions ont donc été faites pour A1689 et plusieurs tests ont été éffectués quant à la détection des sources. Comme évoqué dans la section 2.2.2, il se trouve que CubeSharp en arrivait à couper involontairement certaines raies en émission, nous avons donc abandonné la version de CubEx pour cet amas, en attendant qu'une version ultérieure corrige le problème. La version finale du cube que l'on a retenue pour obtenir nos résultats scientifiques est celle qui a consisté à faire tourner ZAP d'abord sur chaque cube des six temps d'exposition avant de les combiner ensemble en un seul cube.

3.3 Amplification gravitationnelle et covolume exploré par MUSE

Comme tout amas de galaxies, A1689 dévie et amplifie la lumière d'arrière-plan puisqu'il est très massif et joue donc le rôle de lentille gravitationnelle (cf. Sect. 1.2.4). Dans notre étude des émetteurs Lyman-alpha, il est nécessaire de connaître l'amplification pour chaque pixel de notre champ de vue car nous souhaitons remonter à leur luminosité (et plus généralement à leurs propriétés intrinsèques, là où elles se situent). On en aura également besoin lors du calcul du volume effectif qui se trouve derrière l'amas, car l'effet d'amplification s'accompagne d'une dilution du

champ de vue, l'effet étant d'autant plus grand que l'amplification est grande. Cet effet a un impact sur le nombre de sources finalement détectées (voir Broadhurst et al. 1995 ou encore Maizy et al. 2010 par exemple).

Pour obtenir les cartes d'amplification, j'ai utilisé le programme *Lenstool* (Jullo et al. 2007). C'est un programme simple d'utilisation, auquel nous donnons en entrée un fichier texte qui décrit la distribution en masse de l'amas. Un travail long et fastidieux est nécessaire pour contraindre au mieux la distribution de masse de chaque amas, je n'ai en aucun cas réalisé moi-même l'optimisation des différents modèles de masse, j'ai utilisé les derniers modèles en date très bien contraints grâce au travail d'autres auteurs. Dans ces modèles, une première description de l'amas implique les composantes à grande échelle du puits de potentiel, puis le champ gravitationnel de chaque galaxie est paramétré pour décrire finement le modèle de masse. Selon les besoins de l'utilisateur, Lenstool peut donner les cartes d'amplification, la position des lignes critiques et caustiques, la position des images multiples d'une source etc. Les paramètres du modèle de masse adoptés dans cette étude se trouvent dans le tableau 4.1 de la section 4.1.

La carte d'amplification montrée sur la Fig. 3.1 correspond à un redshift de 4,5 (car l'amplification n'est pas la même selon la distance de l'objet par rapport à l'amas). Les lignes critiques sont superposées sur des images HST. Il est par ailleurs clairement visible que le champ de MUSE couvre exclusivement le centre de l'amas, ce qui signifie que toutes les images détectées seront multiples car situées à l'intérieur de la ligne critique externe, ou plus précisément elles feront partie d'un système d'images multiples qui ne seront pas nécessairement, voire rarement, toutes visibles dans ce champ de vue de 1 arcmin^2.

Le calcul du volume effectif exploré par MUSE est donnée par l'intégrale suivante :

$$V(z) = \frac{c}{H_0} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \frac{D_L^2}{(1+z)^2 E(z)} \frac{\omega}{\mu} dz \tag{3.1}$$

où c est la vitesse de la lumière, H_0 la constante de Hubble, D_L la distance luminosité, ω l'angle solide, μ l'amplification et E(z) une fonction de z définie par :

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + (1 - \Omega_m - \Omega_\lambda)(1+z)^2 + \Omega_\lambda} \tag{3.2}$$

Le calcul « brut » donne un volume de ~ 2300 Mpc^3, mais comme nous voulons connaître le volume effectif dans lequel nous pouvons trouver des LAEs, nous devons masquer les galaxies de l'amas qui sont trop brillantes pour qu'une raie en émission ne leur appartenant pas puisse être détectée, surtout à l'aide des programmes de détection automatique. Le volume ainsi restreint vaut ~ 1500 Mpc^3.

3.4 Méthode de détection

Pour faire le bilan complet des objets que nous avons dans notre cube MUSE, nous avons d'abord cherché les objets qui ont déjà été détectés grâce à leur conti-

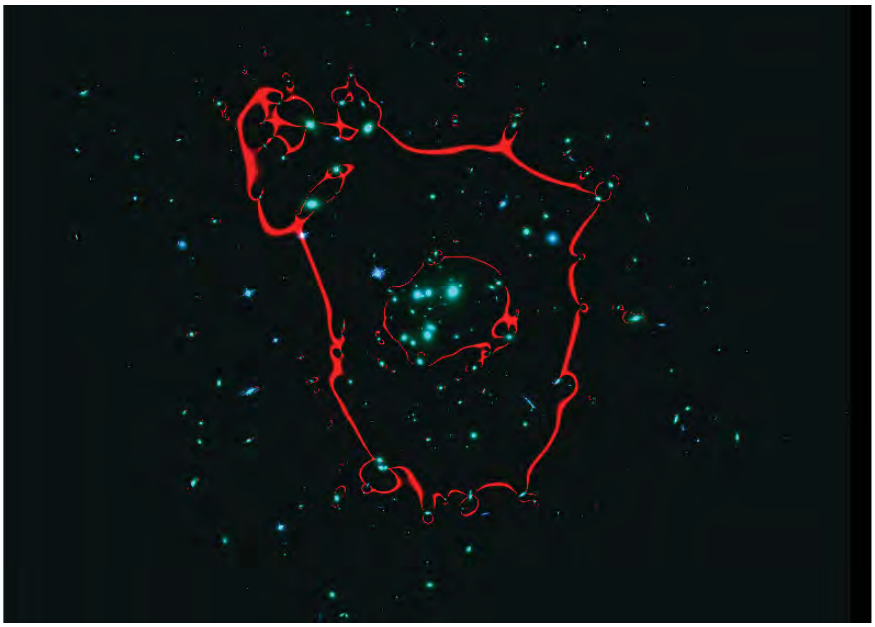


FIG. 3.1 – Carte d'amplification de l'amas A1689 pour un redshift $z = 4.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F475W et F625W. Les lignes critiques sont en rouge.

nuum dans les images HST, et plus précisément dans l'image à F775W car elle est profonde et parce qu'elle est censée contenir tous les LAEs jusqu'au redshift maximum imposé par l'intervalle en longueur d'onde de MUSE. Nous avons pu apporter alors des mesures de redshifts spectroscopiques à des sources d'arrière-plan dont seul le redshift photométrique était connu (Coe et al. 2010) ; pour la plupart cela a apporté une correction mineure, mais pour quelques unes le redshift réel est totalement différent.

Ensuite, il a fallu passer par l'étape fastidieuse de l'inspection manuelle - pour ne pas dire visuelle -, c'est-à-dire parcourir tout le cube le long de l'axe des longueurs d'onde tranche par tranche pour essayer de détecter des raies en émission qui ne sont pas associées à une extraction guidée par le continuum. Effectivement, puisqu'il n'existait pas encore de programme pouvant détecter toutes les sources attendues pour un niveau de flux donné, nous étions obligés d'établir en premier lieu une liste de celles que l'on a vues d'abord à l'oeil nu. L'objectif à atteindre étant d'avoir un maximum de sources détectées automatiquement pour mettre en place par la suite une méthode qui donne la complétude de nos données (cf. Sect. 3.6).

3.5 Les sources détectées

Dans notre champ de vue MUSE, on dénombre 63 galaxies d'amas sur les 525, 46 images multiples pour 28 sources d'arrière-plan, dont 6 nouvelles images à $z > 3$ qui n'ont aucune contrepartie dans les images HST. Bien entendu, c'est là l'une des grandes forces de MUSE, qui donne un spectre pour chaque pixel du champ et qui

peut donc détecter des raies en émission provenant de sources qui n'ont pas ou très peu de continuum, là où des images aussi profondes que celles fournies par le télescope Hubble ne peuvent compter finalement que sur une quantité minimale de continuum pour qu'une source soit observable.

Plus précisément, nous avons découvert quatre galaxies d'arrière-plan à $z \leqslant 3$ et 17 émetteurs Lyman-alpha à $z \geqslant 3$ dont 14 correspondent à des découvertes. Nous voilà rassurés. D'une part MUSE arrive à tenir ses promesses en fournissant des données uniques (au moment où j'écris ces lignes), et d'autre part nous avons pu détecter des sources Lyman-alpha certes attendues, mais fallait-il encore les voir pour se convaincre qu'elles soient bien là. Et c'est le cas ! nous pouvons donc affirmer que nous commençons effectivement à voir des sources émettant des photons ionisants juste après la réionisation pour la majorité dans ce cas ($z \leqslant 6$).

Pour être plus quantitatif, un petit calcul permet de savoir quelle est la tranche de redshift dans laquelle tombent les sources Lyman-alpha observables par MUSE. La longueur d'onde émise par la source et celle observée sur Terre sont reliées par la relation (1.5), or MUSE observe entre 4750Å et 9350Å et la raie Lyman-alpha est émise à 1216Å, on en déduit facilement que nous ne pouvons observer les émetteurs Lyman-alpha que si $2.9 < z < 6.7$. Nous estimons aujourd'hui que la réionisation commence vers $z \sim 11$ et se termine vers $z \sim 6$ (cf. Sect. 1.3.1). Ce qui signifie que si l'on détecte des émetteurs Lyman-alpha entre 6 et 6.7, nous observons alors des sources lors de la réionisation. Parmi nos 17 LAEs, nous avons une source qui se trouve à $z = 6.1763$, une source potentiellement responsable de la réionisation !

Nous pouvons constater que l'observation d'un champ lentillé avec MUSE a deux conséquences très intéressantes : premièrement nous détectons des sources pouvant atteindre des luminosités inférieures jusqu'à un ordre de grandeur par rapport à ce qui s'est fait auparavant, et deuxièmement nous ne sommes pas contraints en matière de fenêtre de sélection en redshift. Le premier point provient du fait que l'amas de galaxies amplifie la lumière provenant des sources d'arrière-plan, et le second s'explique par le fait que nous avons en main un spectre par pixel dans notre cube MUSE et nous n'utilisons donc pas la technique des images en bandes étroites, qui limite la détection des objets autour d'un seul redshift (cf. Sect. 2.2.1). Ces deux effets sont visibles sur la Fig.3.2 où les 17 émetteurs Lyman-alpha que nous avons détectés derrière A1689 sont représentés par des carrés rouges, les points gris étant des LAEs trouvés par la méthode des images en bande étroite et les losanges bleus des LAEs détectés par MUSE également mais dans un champ vide (Bacon et al. 2015).

Le point fort d'un champ magnifié comme A1689 est aussi qu'il n'est pas nécessaire d'observer longtemps pour pouvoir détecter ces sources faibles. Il s'agit ici de 1h50 d'observation ! En comparaison, pour observer des émetteurs Lyman-alpha aussi faibles que les nôtres, Bacon et al. 2015 ont dû accumuler jusqu'à 27h d'observation pour le champ vide en question.

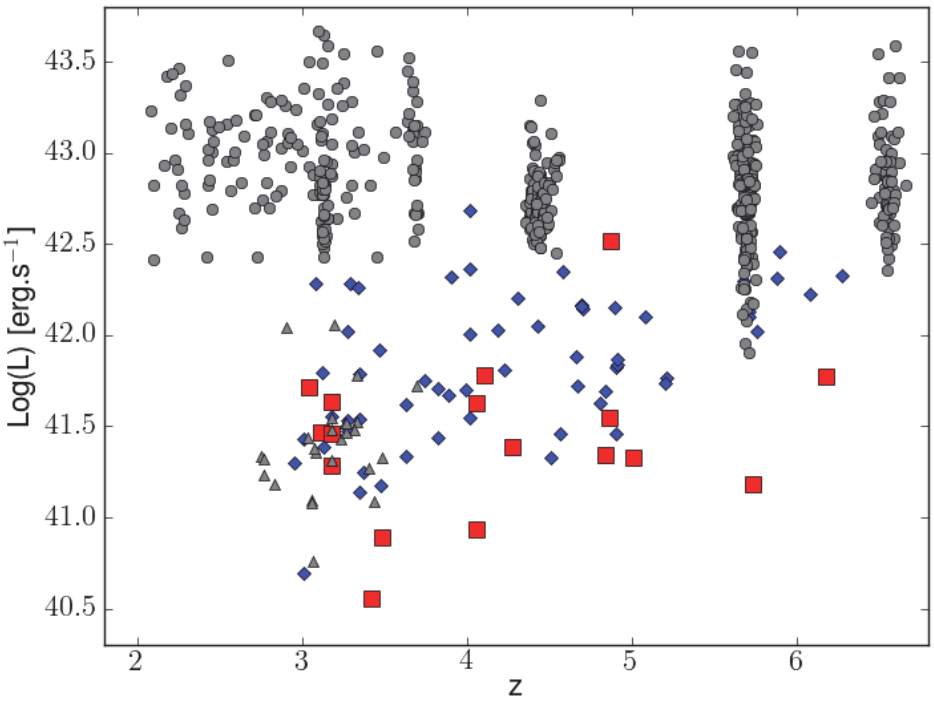


FIG. 3.2 – Luminosité des sources en fonction du redshift (échelle logarithmique). En gris les LAEs détectés grâce à la méthode des images en bande étroite : $2 \leqslant z \leqslant 3.8$ (Blanc et al. 2011) (HETDEX Pilot Survey), $2.7 \leqslant z \leqslant 3.8$ (triangles) (Rauch et al. 2008), $z \sim 4.9$ (Shioya et al. 2009), $z \sim 5.7$ (Shimasaku et al. 2006,Ouchi et al. 2008,Henry et al. 2012, Hu et al. 2010), et $z \sim 6.5$ (Ouchi et al. 2010,Hu et al. 2010,Kashikawa et al. 2011) ; en bleu les LAEs détectés dans le HDFS avec 27 heures de pose MUSE (Bacon et al. 2015) ; en rouge nos $3 \leqslant z \leqslant 7$ LAEs détectés derrière A1689 avec 1h50 de pose. On peut remarquer que les LAEs trouvés avec MUSE ne sont pas contraints en redshift comme le sont les autres d'une part, et que d'autre part nos LAEs atteignent des valeurs de luminosité beaucoup plus basses grâce à l'effet de lentille gravitationnelle procuré par l'amas de galaxies.

3.6 Détermination de la complétude

Avant toute chose, j'aimerais souligner que tout le travail qui suit dans ce sous-chapitre a été fait en collaboration avec Nicolas Laporte, ancien doctorant de l'IRAP.

À l'instar de ce qui se fait pour les images 2D, l'objectif ici est de connaître la complétude de nos émetteurs Lyman-alpha provenant d'un cube de données en fonction de leur flux observé et de leur redshift.

Lorsqu'il s'agit d'images, une des méthodes consiste à créer une liste d'objets artificiels avec une magnitude et un redshift donnés, puis à insérer ces objets dans l'image (avec IRAF par exemple et sa routine *mkobjects*) et à lancer la procédure de détection une nouvelle fois (avec SExtractor par exemple). Enfin, il suffit de voir combien d'objets artificiels ont été détectés pour obtenir le ratio de détection, autrement dit la complétude. Mon travail à ce sujet m'a amené à être co-auteur de deux papiers sur les LBGs à grand redshift situés derrière des amas-lentilles (Laporte et al. 2015,Infante et al. 2015).

Nous avons choisi de procéder à peu près de la même manière pour nos données 3D, l'idée étant d'insérer des sources Lyman-alpha dans le cube avec un certain flux et de lancer la procédure de détection automatique mise en place auparavant (cf.section 2.2.2) pour savoir quelle est la fraction de détection de ces objets artificiels, d'où l'importance et le temps pris pour avoir la meilleure procédure de détection « aveugle » possible. Pour des raisons de simplicité, nous avons décidé de faire en sorte qu'aucune source artificielle ne se superpose à une autre par rapport à leur position projetée sur le plan (x, y), sans quoi deux objets pourraient se trouver sur la même ligne de visée mais ne seraient comptés comme un seul par la suite. Il ne peut y avoir environ que 600 objets ajoutés dans notre cube, c'est pourquoi nous avons rédigé un script pour répéter plusieurs fois l'opération (le nombre d'itérations est un paramètre choisi par l'utilisateur). En ce qui nous concerne, nous avons fait tourner cent fois la procédure, durant laquelle 532 objets sont ajoutés au cube en étant compris dans les intervalles en flux et en redshift suivants : $1 \times 10^{-18} \leqslant \mathrm{F} \leqslant 1.5 \times 10^{-16}$ erg.s^{-1}.cm^{-2} et $2.9 \leqslant z \leqslant 6.7$.

La détermination de la complétude se fait en plusieurs étapes dont voici les détails.

3.6.1 Construction d'un catalogue d'objets artificiels

La première étape consiste à introduire des fausses sources Lyman-alpha dans notre cube. Pour ce faire, nous tirons d'abord des positions aléatoirement dans le champ de vue tout en respectant les deux critères suivants :

- en projetant toutes les positions sur un même plan (x, y), aucun objet ne doit se chevaucher, c'est-à-dire que la distance entre deux positions doit être supérieure à deux fois le rayon d'un objet (la FWHM) ;
- aucune position ne doit tomber dans un halo de galaxie d'amas car il est encore

trop difficile de détecter une raie en émission dans ce cas. Pour cela, on crée simplement un masque avec une valeur seuil dont on sait qu'il est difficile de vérifier que la potentielle raie en émission en est bien une, et on impose le fait qu'aucune position ne doit tomber dans le masque. C'est exactement le même masque créé lors du calcul du covolume (cf. Sect. 3.3).

Une fois que l'on a notre liste de positions, nous assignons à chacune un redshift et un flux différents. Plus précisément, nous définissons un intervalle en redshift qui correspond aux sources Lyman-alpha détectables par MUSE, c'est-à-dire entre 2.9 et 6.7, et à chaque redshift nous associons un flux qui varie entre des valeurs typiques observées aujourd'hui, en gros de 10^{-19} à 10^{-16} erg/cm^2/s.

En ce qui concerne le profil spectral des objets artificiels que l'on introduit, nous simulons pour l'instant une gaussienne, ce qui s'avère être une bonne première approximation au vu des vrais émetteurs Lyman-alpha que nous avons extraits de nos données de A1689, même si bien sûr un profil asymétrique se rapprocherait plus de la réalité. Nous avons utilisé le programme IRAF (Tody 1993) pour introduire les objets dans notre cube, et ce en trois étapes. Nous avons d'abord découpé tout le cube en autant de tranches qu'il y a de pixels sur l'axe des longueurs d'onde (3681 dans notre cas), puis nous avons ajouté sur certaines d'entre elles le flux nécessaire pour simuler une gaussienne par rapport aux tranches adjacentes, et enfin nous avons recollé toutes ces tranches qui intègrent les objets artificiels pour reformer un cube en 3D.

3.6.2 Lancement du programme de détection automatique

Après avoir obtenu un cube contenant nos objets artificiels, nous lançons un programme de détection qui convient pour des données 3D, dans notre cas nous avons choisi d'utiliser MUSELET (cf. Sect. 2.2.2). Ensuite, nous comparons le catalogue initial de nos objets artificiels avec le catalogue de toutes les détections faites par MUSELET pour ne garder que celles qui sont en commun que nous plaçons dans un catalogue final.

3.6.3 Obtention de la complétude

Il reste alors à calculer le ratio entre les objets artificiels de départ et ceux trouvés par MUSELET dans notre catalogue final pour en déduire la complétude, et ce pour chaque bin en flux que nous choisissons et qui se trouve nécessairement entre la valeur minimale et la valeur maximale que nous avons pour tous nos objets créés.

Nous pouvons voir sur la Fig. 3.3 les deux histogrammes correspondant au nombre d'objets artificiels ajoutés en bleu et à ceux qui ont été détectés en orange (attention, l'échelle est logarithmique). On observe alors la diminution du ratio de détection des objets les plus brillants à droite vers les plus faibles à gauche. La courbe de complétude est quant à elle directement visible sur la Fig. 3.4, où l'on voit que l'on est complet à 50% pour un flux de $\sim 1 \times 10^{-17}$ erg.cm^{-2}.s^{-1}.

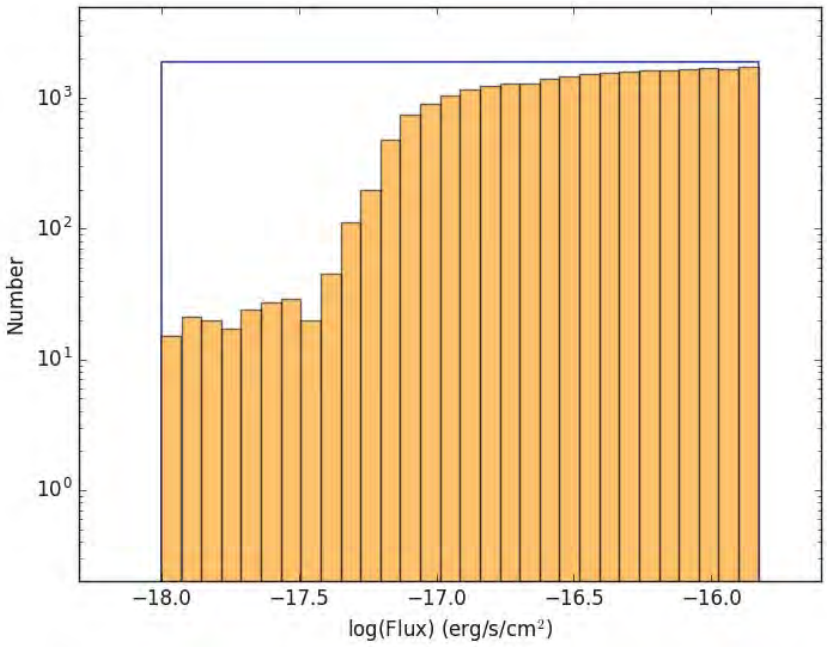


FIG. 3.3 – Histogrammes des émetteurs Lyman-alpha simulés en bleu et parmi eux ceux détectés en orange pour A1689.

3.7 Une première contrainte sur la fonction de luminosité

Le travail effectué sur A1689 est un travail préliminaire qui fut précieux puisqu'il permet de connaître les étapes à suivre pour en arriver à nos fins : obtenir la fonction de luminosité des LAEs. Cependant, le nombre de LAEs détectés ne suffit pas pour pouvoir ajuster une fonction proprement, nous avons donc décidé de comparer simplement la densité des sources trouvées avec celles attendues à partir des travaux réalisés préalablement dans la littérature. Le calcul propre de la FdL se fera dans le chapitre suivant à partir de l'échantillon global. Les FdL sont représentées par des fonctions de Schechter prenant différentes valeurs des paramètres $\phi*$, $L*$ et α, et ce pour différentes valeurs de redshift dans le domaine que nous avons exploré. La fonction de Schechter est donnée par l'équation suivante (Schechter 1976) :

$$\phi(L) = \frac{\phi*}{L*}\left(\frac{L}{L*}\right)^{\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L*}\right) \tag{3.3}$$

Il est à noter également que le calcul de la complétude n'avait pas encore été fait à ce moment, ce qui veut dire que la complétude n'a pas été prise en compte dans le calcul de ces points. De même, le volume maximal dans lequel chaque source peut être observée n'avait pas encore été calculé ; ceci est fait dans le chapitre suivant avec l'ensemble de l'échantillon. Les incertitudes montrées dans la Fig. 3.5 sont la

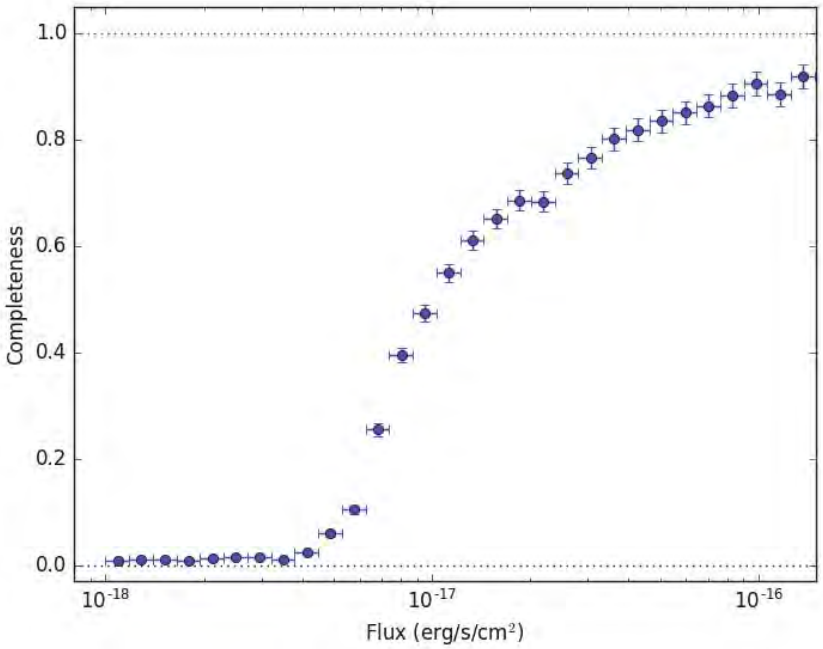


FIG. 3.4 – Complétude en fonction du flux observé des émetteurs Lyman-alpha derrière A1689. À titre d'exemple, on voit que l'on est complet à 50% pour un flux F $\sim 1 \times 10^{-17}$ erg.cm^{-2}.s^{-1}.

somme quadratique de la statistique de Poisson et de la variance cosmique (Trenti & Stiavielli 2008). Il est utile de rappeler aussi que les fonctions provenant de la littérature fixent la valeur de la pente α et laissent $\phi*$ et $L*$ libres, l'objectif étant alors de voir ce que ces deux paramètres valent pour la meilleure courbe d'ajustement. En effet, contrairement à nos observations, les LAEs de la littérature se trouvent dans la partie « brillante » de la FdL, il est donc logique de fixer α et de chercher les valeurs de $\phi*$ et $L*$. En revanche, quand nous essaierons d'ajuster la meilleure FdL de nos LAEs qui sont dans la partie « faible » nous fixerons soit $\phi*$, soit $L*$, et laisserons en tout cas α comme paramètre libre car c'est ce dernier que nous cherchons à évaluer dans cette étude grâce aux observations des amas-lentilles.

Nos points ainsi calculés sont visibles sur la Fig. 3.5. La luminosité sur l'axe des abscisses allant de façon croissante, les sources faibles sont du côté gauche et les sources brillantes du côté droit. Les deux premiers points (sources faibles) tombent plus rapidement par rapport à ce que cela ne devrait être à cause du fait de ne pas avoir corrigé l'incomplétude d'une part, et parce que le volume dans lequel nous sommes censés pouvoir détecter ces sources est plus petit que celui calculé dans ces travaux d'autre part. Dans ce travail préliminaire en effet, nous avons calculé le volume global compris entre $2.9 \leqslant z \leqslant 6.7$, et pris ce volume pour calculer la densité de sources, et ce pour toutes les sources. Mais il se trouve que nous ne pouvons détecter une source d'autant plus faible que si l'amplification est d'autant plus grande. Le volume qui se trouve alors derrière ces valeurs d'amplification est nécessairement plus

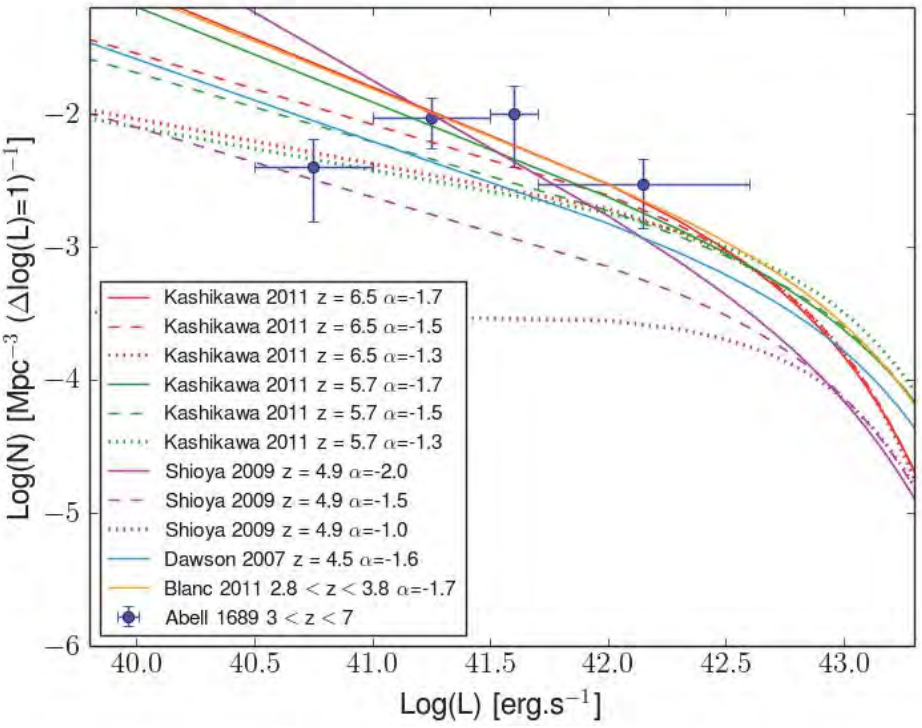


FIG. 3.5 – Les courbes tracées sont les fonctions de luminosité de la littérature pour différentes valeurs des paramètres $\phi*$, $L*$ et α, et ce pour différents redshifts. Les points bleus correspondent à nos 17 LAEs détectés derrière A1689 sans avoir pris en compte la complétude. Une conclusion préliminaire que nous en avons tirée est que nos points vont dans le sens d'une pente plus raide que plate, i.e. plus proche de $\alpha = -2$ que de $\alpha = -1.5$ ou -1. Cela signifierait qu'il y a effectivement un plus grand nombre de sources à faible luminosité, celles qui sont susceptibles d'avoir réionisé l'Univers.

petit que le volume global que nous avons utilisé ici, ce qui a pour effet de remonter ces points sur le graphe.

3.8 Conclusions

Les résultats de notre analyse sur A1689 ont été publiés dans un article à referee (Bina et al. 2016, cf. Annexe A). Nos conclusions à ce stade étaient les suivantes :

– en s'appuyant sur un guidage de l'image HST F775W et sur une approche de détection automatique « à l'aveugle », nous avons trouvé 63 galaxies d'amas qui possèdent toutes un redshift spectroscopique. La puissance de MUSE nous a permis de constater que A1689 ne consiste pas un en seul regroupement de galaxies qui auraient une dispersion de vitesse de $\sigma \sim 2200$ km.s^{-1} mais en

deux composantes dont une principale avec $\sigma \sim 1200$ km.s^{-1} et un second groupe avec $\sigma \sim 600$ km.s^{-1}. Ceci confirme le modèle que nous avons utilisé dans cette étude ;
- nous avons observé 12 images multiples correspondant à 7 galaxies d'arrière-plan sur les 28 déjà connues dans le champ de vue MUSE. Nous avons également détecté spectroscopiquement 14 nouvelles galaxies dont 11 LAEs ;
- nous recensons au total 17 LAEs à $z \geqslant 3$ grâce aux données MUSE derrière cet amas, dont la luminosité est comprise entre $40.5 \leqslant \log(\mathrm{Ly}\alpha) \leqslant 42.5$. Leurs luminosités particulièrement faibles permettent de poser une première contrainte sur la pente de la FdL, en ce qu'elle serait à priori inférieure à $\alpha \leqslant -1.5$, ce qui reste à être confirmé par un échantillon de LAEs plus robuste.

Ce travail sur Abell 1689 fut chronophage mais était clairement nécessaire au vu de la méthodologie à adopter avec les autres amas de galaxies. Les données MUSE sont d'une qualité unique à ce jour, le prix à payer étant toutefois de passer beaucoup de temps dessus pour savoir les réduire et les traiter. Maintenant que nous avons les cartes en main pour détecter et analyser les LAEs dans nos cubes de données, il est temps d'étudier d'autres amas observés par MUSE.

CHAPITRE 4

Résultats : les émetteurs Lyman-alpha derrière les amas de galaxies

Sommaire

4.1 Modèles de distribution de masse 76
4.2 Échantillon des émetteurs Lyman-alpha 76
4.3 Volumes comobiles effectifs 82
4.4 Calcul de la fonction de luminosité des émetteurs Lyman-alpha 86
4.4.1 Calcul du flux 86
4.4.2 Calcul de $\phi(L)$ 87
4.4.3 Calcul de l'erreur $\Delta\phi(L)$ 89
4.4.4 Courbes d'ajustement de nos points 91
4.4.5 La fonction de luminosité de nos émetteurs Lyman-alpha . 101

4.1 Modèles de distribution de masse

Nous présentons brièvement dans cette section les modèles de masse qui ont été utilisés pour chaque amas de galaxies sous leur forme finale, c'est-à-dire après avoir pris en compte l'identification de nos sources. En effet, comme il s'agit d'amas de galaxies, de nombreuses images sont en réalité des images multiples provenant d'une seule source d'arrière-plan, et grâce au modèle de masse que l'on a en premier lieu, Lenstool peut prédire chaque position qu'aura chaque image multiple. Des modifications peuvent donc être apportées lorsque les nouvelles images que l'on détecte (avec MUSE dans notre cas) ne respectent pas les positions prédites, cela signifie que la répartition de masse est (légèrement) différente que ce que le modèle utilisé propose alors.

Je profite de cette occasion pour remercier Johan Richard qui a retravaillé les modèles des amas de notre échantillon grâce à nos nouvelles détections, nous avons donc à disposition le meilleur modèle qui soit pour chaque amas, au moment de cette étude bien entendu.

Tab. 4.1 – Paramètres principaux utilisés pour définir le modèle de lentille de A1689. Ce tableau est une mise à jour de la table 3 de (Limousin et al. 2007).

Mass Clump	RA (J2000) (1)	DEC (J2000) (1)	e (2)	θ (3)	r_{core} (kpc)	r_{cut} (kpc)	σ_0 (km.s^{-1})
Clump 1	0.6	-8.9	0.22	91.8	100.5	1515.7	1437.3
Clump 2	-70.0	47.8	0.80	80.5	70.0	500.9	643.2
BCG	-1.3	0.1	0.50	61.6	6.3	132.2	451.6
Galaxy 1	49.1	31.5	0.60	119.3	26.6	179.6	272.8
Galaxy 2	45.1	32.1	0.79	42.6	18.1	184.8	432.7
Galaxy 3	-28.8	55.2	0.15	57.5	0.17	62.9	162.3
L* elliptical galaxy					0.15	18.2	159.6

4.2 Échantillon des émetteurs Lyman-alpha

Au total, nous regroupons 161 LAEs détectés derrière les quatre amas de galaxies. Plus précisément, nous avons trouvé 17, 5 et 7 LAEs derrière A1689, A2390

Tab. 4.2 – Paramètres principaux utilisés pour définir le modèle de lentille de A2667.

Mass Clump	RA (J2000) (1)	DEC (J2000) (1)	e (2)	θ (3)	r_{core} (kpc)	r_{cut} (kpc)	σ_0 (km.s^{-1})
Clump	0.21	-1.3	0.46	-44.3	79.33	1298	1095
L* elliptical galaxy					0.15	45	95.1

TAB. 4.3 – Paramètres principaux utilisés pour l'amas A2390. Ce modèle est une version améliorée de celui publié par Richard et al. 2010, en incluant les nouvelles images multiples découvertes avec MUSE (voir aussi Pello, Bina et al., en préparation).

Mass Clump	RA (J2000) (1)	DEC (J2000) (1)	e (2)	θ (3)	r_{core} (kpc)	r_{cut} (kpc)	σ_0 (km.s^{-1})
Clump 1	31.61	15.35	0.66	214.7	264.5	2000.0	1381.8
Clump 2	-0.89	-1.35	0.34	33.29	25.0	750.5	585.1
Galaxy 1	46.85	12.83	0.10	114.7	0.01	23.05	151.8
L* elliptical galaxy					0.15	45	185.7

TAB. 4.4 – Paramètres principaux utilisés par pour l'amas A2744 (Mahler et al., en préparation).

Mass Clump	RA (J2000) (1)	DEC (J2000) (1)	e (2)	θ (3)	r_{core} (kpc)	r_{cut} (kpc)	σ_0 (km.s^{-1})
Clump 1	-1.10	-0.70	0.87	90.1	94.1	1000.0	579.9
Clump 2	-16.97	-16.74	0.46	42.6	59.7	1000.0	825.86
Clump 3	-0.64	18.90	0.62	24.0	121.4	1000.0	573.1
Clump 4	-3.57	24.71	0.720	33.0	0.1	13.2	183.7
BCG	0.00	0.00	0.20	-76.0	0.33	28.4	345.328
Galaxy 1	-17.94	-19.967	0.37	14.8	0.34	29.5	319.8
Galaxy 2	-26.49	30.70	0.25	63.90	0.30	26.9	232.0
Galaxy 3	2.71	21.23	0.15	41.5	0.28	24.8	222.8
L* elliptical galaxy					0.15	18.2	159.6

et A2667 respectivement, avec 2h de pose environ pour chacun de ces trois amas. L'amas A2744 a bénéficié de 18h30 d'observation avec un champ quatre fois plus grand que les trois premiers, ce qui explique le nombre de détections bien plus grand également, qui s'élève à 131 LAEs.

Les tableaux récapitulatifs des échantillons pour chaque amas se trouvent aux Tab. 4.5, Tab. 4.6, Tab. 4.7 et 4.8. La distribution en luminosité apparaît quant à elle sur la Fig. 4.1, figure qui rend compte très clairement des très faibles luminosités atteintes par notre échantillon en comparaison avec les LAEs de la littérature.

Tab. 4.5 – Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A1689.

ID	log(L)	Flux (10^{-18} erg.cm^{-2}.s^{-1})	z	μ	V_{max} (Mpc^3)
619	42.14	118.5 ± 3.36	3.0446	6.9 ± 0.36	14884
1028	41.76	141.1 ± 7.39	3.11094	20.9 ± 1.5	14875
LN9	41.74	44.6 ± 3.26	3.17887	7.2 ± 0.32	14882
1404	43.54	13.2 ± 1.86	3.18003	0.034 ± 0.001	14829
835	41.62	27.9 ± 2.49	3.18056	6.0 ± 0.36	14871
LN10	40.36	16.2 ± 1.35	3.41818	75.0 ± 10.0	1791
LN22	41.13	23.2 ± 2.33	3.48269	19.0 ± 1.7	5059
LN26	40.84	9.59 ± 1.34	4.0541	22.2 ± 1.3	3543
LN13	41.73	23.2 ± 1.73	4.05476	6.9 ± 0.4	14858
LN14	41.83	18.5 ± 2.28	4.10382	4.5 ± 0.17	14878
L50a	41.32	33.3 ± 1.07	4.27332	28.9 ± 5.8	13082
LN25	40.94	3.5 ± 0.65	4.84256	9.7 ± 0.57	7524
LN15	41.39	5.53 ± 0.89	4.86677	5.6 ± 0.32	14049
1379	42.7	93.4 ± 2.37	4.87338	4.6 ± 0.19	14885
LN17	41.35	5.06 ± 0.60	5.01165	6.0 ± 0.39	6313
LN18	41.2	6.35 ± 0.85	5.73687	14.5 ± 0.84	2407
LN19	41.67	6.48 ± 0.91	6.17515	5.9 ± 0.30	13719

Tab. 4.6 – Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A2390.

ID	log(L)	Flux (10^{-18} erg.cm^{-2}.s^{-1})	z	μ	V_{max} (Mpc^3)
L1	42.17	145.3 ± 5.65	4.0454	15.6 ± 2.9	14885
96	42.74	452.9 ± 4.96	4.0475	13.0 ± 2.1	14886
134	41.26	20.4 ± 1.80	4.721	25.5 ± 5.7	6183
71	41.79	22.1 ± 2.24	4.8773	8.7 ± 1.4	14707
243	39.06	2.4 ± 0.72	5.7574	763.9 ± 76.4	0

TAB. 4.7 – Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A2667.

ID	log(L)	Flux (10^{-18} erg.cm^{-2}.s^{-1})	z	μ	V_{max} (Mpc^3)
24	41.42	16.0 ± 1.51	3.7872	8.2 ± 1.8	14814
25	42.25	34.4 ± 2.99	3.7872	2.6 ± 0.36	14885
30	40.56	58.6 ± 3.37	3.9743	244.4 ± 24.4	1064
33	41.89	44.4 ± 3.57	4.0803	9.1 ± 3.0	14882
38	41.45	41.4 ± 2.84	4.9467	37.4 ± 3.7	10002
41	42.22	16.8 ± 1.33	5.1993	2.9 ± 0.44	14883
62	40.02	8.26 ± 1.34	5.5003	259.6 ± 26.0	24

TAB. 4.8: Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A2744.

ID	log(L)	Flux (10^{-18} erg.cm^{-2}.s^{-1})	z	μ	V$_{max}$ (Mpc^3)
M39	41.76	2.54 ± 0.37	6.6439	2.2 ± 0.061	10459
2115	42.22	11.9 ± 1.3	6.5876	3.6 ± 0.09	14873
M38	41.41	1.54 ± 0.48	6.5565	3.0 ± 0.084	3350
M37	41.49	1.82 ± 0.44	6.5195	3.0 ± 0.07	4366
10609	41.5	1.22 ± 0.19	6.3755	1.8 ± 0.051	4969
5353	41.91	6.9 ± 0.64	6.3271	3.8 ± 0.13	14798
2785	41.47	0.9 ± 0.30	6.2737	1.3 ± 0.017	4763
M36	41.72	2.21 ± 0.51	6.0938	1.7 ± 0.028	12016
M35	41.62	1.87 ± 0.30	5.9971	1.8 ± 0.045	9140
M34	41.65	2.07 ± 0.40	5.8994	1.8 ± 0.047	10611
8116	41.45	1.3 ± 0.20	5.7751	1.7 ± 0.047	5787
7747	41.96	4.55 ± 0.68	5.7709	1.8 ± 0.049	14852
11471	41.93	3.9 ± 0.55	5.7668	1.7 ± 0.043	14841
3472	41.85	2.81 ± 0.44	5.7648	1.4 ± 0.022	14814
11559	41.94	4.9 ± 0.70	5.7637	2.0 ± 0.066	14845
5408	41.52	32.3 ± 0.42	5.7219	35.1 ± 3.4	7566
8268	42.82	159.5 ± 2.29	5.6618	8.4 ± 0.55	14886
M33	39.97	15.4 ± 1.14	5.6608	577.5 ± 57.7	17
M3	41.85	7.77 ± 0.74	5.6596	3.8 ± 0.12	14820
10111	41.86	6.81 ± 0.84	5.6218	3.2 ± 0.14	14826
11194	42.26	9.59 ± 0.88	5.6094	1.8 ± 0.050	14883
M32	41.54	3.07 ± 0.62	5.5601	2.9 ± 0.083	9169
3306	42.26	7.5 ± 0.78	5.5406	1.4 ± 0.019	14883
M31	41.54	2.97 ± 0.74	5.5364	2.8 ± 0.12	9278
M30	41.79	4.79 ± 0.65	5.4316	2.5 ± 0.067	14813
10004	42.09	10.5 ± 1.13	5.2896	2.6 ± 0.081	14880
2821	41.24	4.6 ± 0.67	5.2817	7.9 ± 0.47	3904
4213	42.27	10.1 ± 0.86	5.1933	1.5 ± 0.028	14884
8885	41.71	2.83 ± 0.52	5.1879	1.6 ± 0.044	14799

9377	42.28	14.2 ± 1.34	5.1349	2.1 ± 0.076	14884
12404	42.07	8.74 ± 1.02	5.0537	2.0 ± 0.061	14881
12026	42.07	8.74 ± 1.02	5.0537	2.0 ± 0.061	14881
4946	41.64	2.53 ± 0.43	5.0193	1.5 ± 0.029	14784
11629	42.08	9.46 ± 0.88	4.9823	2.0 ± 0.06	14882
10972	41.22	1.62 ± 0.38	4.9116	2.4 ± 0.077	4669
M29	41.24	1.03 ± 0.23	4.902	1.5 ± 0.032	5097
M40	41.76	4.3 ± 0.54	4.9016	1.8 ± 0.04	14842
3492	41.59	3.79 ± 0.52	4.8938	2.4 ± 0.058	14772
M28	41.18	1.4 ± 0.20	4.866	2.3 ± 0.069	4232
10594	42.24	28.6 ± 1.48	4.8018	3.9 ± 0.20	14884
11772	41.97	7.35 ± 0.57	4.7984	1.9 ± 0.054	14879
2077	41.87	14.7 ± 0.82	4.7804	4.7 ± 0.16	14869
2264	41.58	6.88 ± 0.76	4.7786	4.2 ± 0.11	14780
5488	41.12	7.09 ± 0.84	4.7616	12.5 ± 0.69	3765
M27	41.32	4.1 ± 0.65	4.754	4.5 ± 0.14	7464
2674	42.33	14.0 ± 1.22	4.7283	1.5 ± 0.022	14885
2874	41.81	6.09 ± 0.57	4.7283	2.2 ± 0.043	14862
10338	42.11	15.8 ± 1.13	4.7125	2.8 ± 0.11	14883
M26	41.14	2.91 ± 0.37	4.7026	4.7 ± 0.19	4200
10644	42.22	10.5 ± 0.91	4.6974	1.4 ± 0.035	14884
6505	41.9	7.01 ± 0.54	4.6892	2.0 ± 0.053	14875
4321	42.15	9.24 ± 0.77	4.6315	1.4 ± 0.024	14884
10305	42.03	14.2 ± 1.32	4.4013	2.5 ± 0.08	14883
3275	42.01	11.0 ± 0.95	4.4002	2.1 ± 0.044	14883
3837	42.41	23.0 ± 0.94	4.392	1.7 ± 0.032	14885
9089	42.04	10.0 ± 0.82	4.3748	1.7 ± 0.054	14883
M25	40.61	2.53 ± 0.34	4.3663	11.7 ± 1.3	917
9683	41.36	2.12 ± 0.44	4.3602	1.8 ± 0.054	11225
4926	42.83	139.3 ± 1.83	4.3361	3.8 ± 0.13	14886
5574	41.68	6.78 ± 0.72	4.3342	2.7 ± 0.075	14853
M23	41.65	3.99 ± 0.56	4.3088	1.6 ± 0.048	14848
10340	41.94	29.5 ± 2.06	4.3006	6.2 ± 0.41	14882
M1	40.76	13.8 ± 0.66	4.1924	41.0 ± 9.7	1757
5681	41.05	5.08 ± 0.76	4.1792	7.8 ± 0.45	4571
1903	40.9	1.42 ± 0.30	4.0527	2.8 ± 0.055	3152
4378	41.71	4.63 ± 0.54	4.045	1.4 ± 0.024	14871
3672	41.58	3.44 ± 0.67	4.0423	1.4 ± 0.022	14847
M9	39.53	23.3 ± 1.70	4.028	1088.0 ± 108.8	10
6510	40.73	0.57 ± 0.22	4.0253	1.7 ± 0.038	1791
9302	41.36	14.3 ± 1.42	4.0214	9.7 ± 0.90	14406
9303	41.5	14.6 ± 1.07	4.0214	7.2 ± 0.52	14820
8488	41.33	16.0 ± 1.21	4.0214	11.8 ± 1.2	13192
9440	40.4	7.26 ± 0.91	4.0214	45.2 ± 4.5	559
M41	41.75	10.8 ± 1.07	4.0214	3.0 ± 0.097	14877
2407	41.21	2.31 ± 0.43	4.0208	2.2 ± 0.042	9020
2736	41.22	6.45 ± 0.87	4.0207	6.0 ± 0.30	9531

3986	42.61	37.6 ± 1.74	3.9833	1.4 ± 0.022	14886
3210	41.5	3.13 ± 0.57	3.966	1.5 ± 0.024	14824
14684	41.35	2.84 ± 0.93	3.9619	1.9 ± 0.053	14578
2104	41.72	8.88 ± 1.03	3.9538	2.5 ± 0.054	14875
8357	41.48	3.47 ± 0.44	3.9469	1.7 ± 0.048	14819
M19	41.17	1.72 ± 0.35	3.879	1.7 ± 0.028	9128
2956	41.18	2.06 ± 0.40	3.8123	1.9 ± 0.034	9816
14697	42.32	27.6 ± 1.98	3.7884	1.8 ± 0.048	14886
10312	41.52	5.5 ± 0.99	3.7866	2.2 ± 0.062	14849
3016	40.28	58.5 ± 3.18	3.7863	418.6 ± 41.9	443
5624	41.79	8.69 ± 0.94	3.7794	1.9 ± 0.044	14882
M18	42.66	57.1 ± 3.14	3.7247	1.6 ± 0.025	14886
2951	41.69	5.19 ± 0.84	3.7077	1.3 ± 0.017	14879
5625	41.67	11.7 ± 1.31	3.7077	3.2 ± 0.10	14877
6374	41.19	5.42 ± 0.61	3.6913	4.4 ± 0.17	11461
7737	41.84	12.5 ± 0.74	3.6893	2.3 ± 0.067	14883
9672	42.31	27.3 ± 1.63	3.649	1.6 ± 0.049	14886
5922	41.89	11.2 ± 1.1	3.5931	1.7 ± 0.038	14884
3423	41.02	1.24 ± 0.25	3.581	1.4 ± 0.02	7221
10174	41.91	30.6 ± 1.81	3.5777	4.4 ± 0.24	14884
2610	41.85	8.43 ± 0.78	3.5777	1.4 ± 0.017	14883
M17	41.14	2.16 ± 0.62	3.5756	1.9 ± 0.053	10713
5133	40.25	1.64 ± 0.27	3.5733	10.8 ± 1.2	510
9731	41.81	76.0 ± 1.83	3.551	13.7 ± 1.5	14883
M16	41.17	4.62 ± 0.69	3.5509	3.6 ± 0.14	12187
3853	41.11	3.29 ± 0.65	3.5415	2.9 ± 0.073	10246
10725	42.13	23.3 ± 1.50	3.4759	1.9 ± 0.056	14885
9272	41.66	6.57 ± 1.09	3.4758	1.6 ± 0.044	14880
10669	41.72	7.3 ± 1.07	3.4757	1.5 ± 0.04	14882
10382	42.68	59.7 ± 2.68	3.475	1.4 ± 0.031	14886
M15	41.82	8.66 ± 0.50	3.4337	1.4 ± 0.03	14883
M7	38.09	1.13 ± 0.24	3.4072	961.0 ± 96.1	0.3
11033	42.22	31.5 ± 1.15	3.3788	2.0 ± 0.05	14886
3759	42.25	23.7 ± 1.96	3.3576	1.4 ± 0.019	14886
3000	41.31	2.78 ± 0.38	3.3161	1.3 ± 0.017	14823
4933	41.83	17.6 ± 1.96	3.2466	2.5 ± 0.062	14884
11806	42.1	21.2 ± 1.82	3.2356	1.6 ± 0.04	14885
2754	40.7	4.42 ± 0.68	3.2075	8.0 ± 0.45	3650
M13	40.68	1.61 ± 0.25	3.2034	3.0 ± 0.11	3437
M14	40.85	1.85 ± 0.41	3.2034	2.4 ± 0.062	5906
6876	40.84	1.34 ± 0.25	3.19	1.7 ± 0.04	5914
11196	40.86	1.71 ± 0.33	3.1508	2.1 ± 0.063	6458
7721	41.25	4.54 ± 0.71	3.1295	2.2 ± 0.058	14824
7858	42.63	139.7 ± 5.90	3.1291	2.8 ± 0.088	14886
11701	42.26	81.7 ± 4.06	3.0543	3.6 ± 0.17	14886
M24	41.1	17.9 ± 1.45	3.0532	11.6 ± 0.79	14737
3424	41.15	15.4 ± 1.15	3.0511	8.8 ± 0.35	14793

M12	41.52	7.92 ± 1.01	3.0337	1.9 ± 0.045	14880
M11	40.94	3.43 ± 0.92	3.0234	3.1 ± 0.084	9938
M10	40.78	1.26 ± 0.37	3.0213	1.7 ± 0.036	5747
10544	40.84	2.07 ± 0.51	3.0211	2.4 ± 0.08	7063
4010	40.9	1.87 ± 0.56	2.9986	1.8 ± 0.036	9016
8204	41.34	4.6 ± 1.31	2.9955	1.6 ± 0.041	14863
5005	40.87	20.8 ± 1.49	2.9513	21.0 ± 1.5	8516
11626	41.76	10.6 ± 0.91	2.9422	1.4 ± 0.027	14884
8683	41.17	5.13 ± 0.94	2.9315	2.5 ± 0.071	14819

4.3 Volumes comobiles effectifs

Nous avons utilisé une approche différente que celle utilisée pour calculer le volume derrière A1689. Ce que nous avions fait pour ce dernier était d'obtenir les cartes d'amplification dans le plan image de notre champ de vue, mais il faut alors faire attention à la multiplicité des pixels : deux images multiples d'un même objet en arrière-plan par exemple correspond à un seul volume d'Univers, et non deux.

Par conséquent, il faut soit prendre en compte cette multiplicité (ce que je n'ai pas fait lors du précédent calcul), soit envoyer les cartes d'amplification directement dans le plan source. Nous avons choisi de suivre la seconde méthode pour calculer les volumes comobiles derrière nos amas de galaxies. Les cartes présentées sur la Fig. 4.4 montrent la surface effective observée par MUSE à un redshift donné ($z = 3.5$ ici) ainsi que l'inverse de l'amplification de chaque pixel, le masque des galaxies brillantes compris. On voit nettement l'effet de dilution des lentilles gravitationnelles ou plutôt, comme nous allons dans le sens inverse, l'effet de contraction qui illustre le fait que le volume exploré derrière les amas lentillés est plus petit que celui d'un champ vide.

Pour le calcul du volume, il suffit de reprendre la formule de l'équation 3.1 en omettant le terme μ puisque chaque pixel pris en compte se trouve déjà dans le plan source. Il est à noter que dans l'idéal, il faudrait construire les cartes d'amplification envoyées dans le plan source pour chaque valeur de redshifts utilisés lors de l'intégrale avec un pas le plus petit possible. Cependant, il faut entre deux et trois heures pour obtenir une telle carte d'amplification, il apparaît donc judicieux de considérer que les différentes surfaces effectives pour chaque redshift compris entre z_1 et z_2 sont environ égales à une surface effective constante que l'on prend à $z = \frac{z_1+z_2}{2}$. Un récapitulatif des volumes explorés par MUSE derrière chacun de nos amas et dont on a masqué les galaxies brillantes se trouve dans le tableau 4.9. Le volume exploré derrière A2744 est beaucoup plus grand que les autres car d'une part il s'agit d'une mosaïque qui équivaut à quatre fois le champ de MUSE, et parce qu'on observe d'autre part dans ce champ une partie de l'Univers moins magnifiée que dans le cas où l'on pointe en direction du centre d'un amas, donc en moyenne l'amplification est moins grande et par conséquent le volume est plus grand.

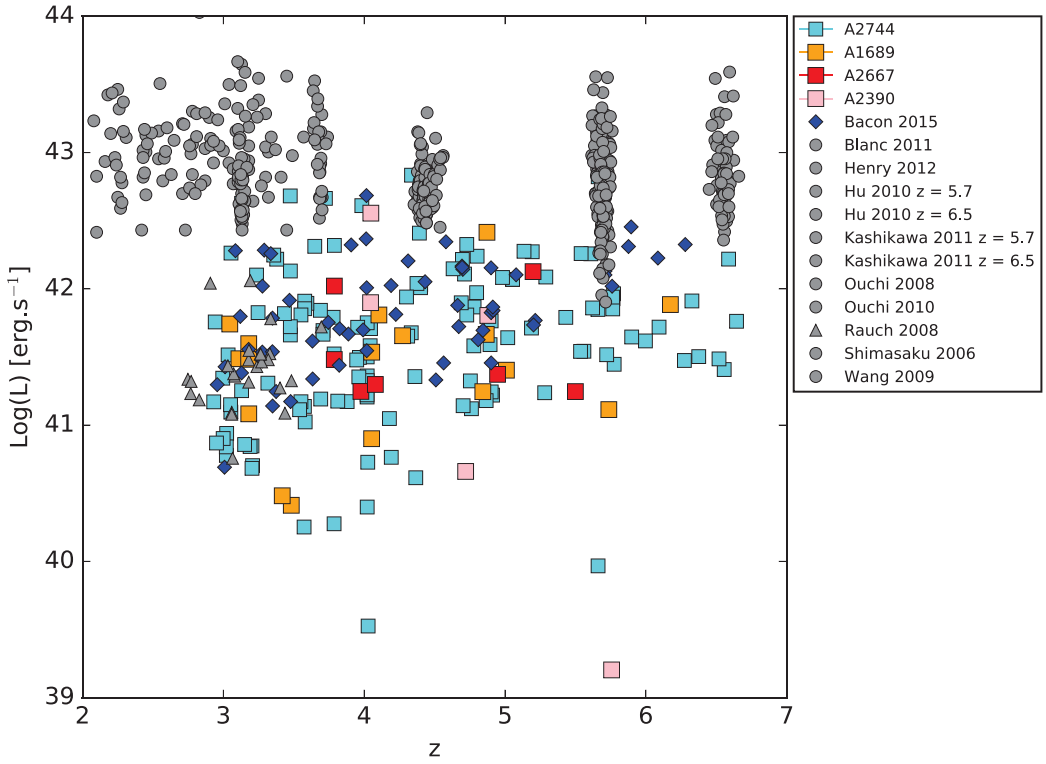


FIG. 4.1 – Luminosités en fonction du redshift pour les LAEs de notre échantillon et d'autres de la littérature. Cette figure n'est autre que la Fig. 3.2 mise à jour avec le reste de notre échantillon. On voit clairement la puissance de MUSE qui permet d'atteindre des luminosités jusqu'à cent fois plus faible que pour les LAEs de la littérature, et ce sans aucune présélection photométrique.

TAB. 4.9 – Volumes comobiles situés derrière les amas-lentilles de notre échantillon en ayant masqué au préalable les galaxies brillantes de l'amas.

Amas de galaxies	A1689	A2667	A2390	A2744
Volume (Mpc^3)	902	802	611	12635

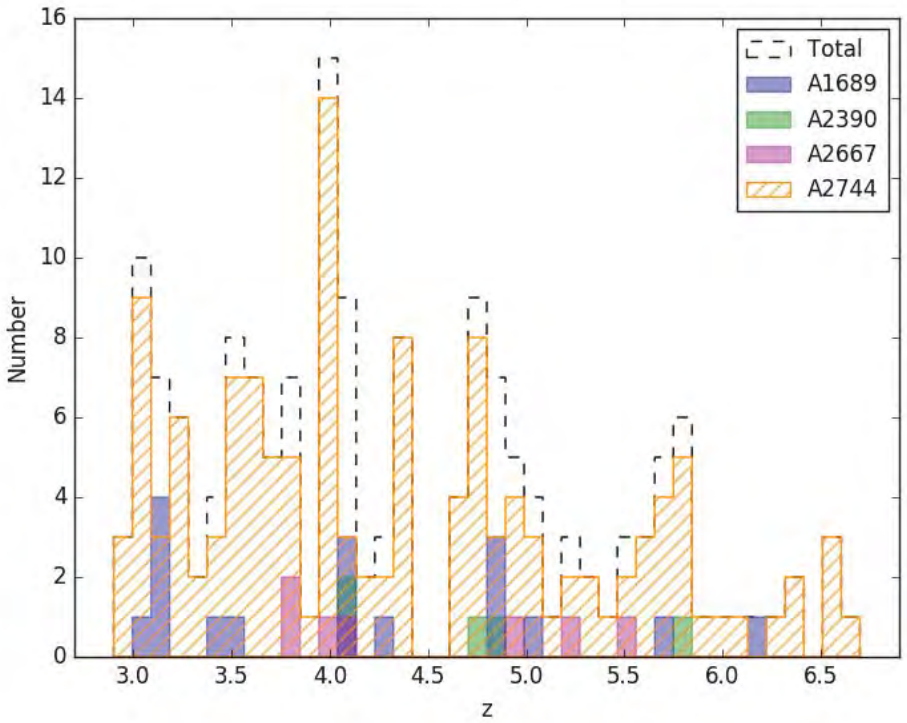


FIG. 4.2 – Distribution en redshift des 161 LAEs que l'on a détectés derrière les quatre amas de galaxies A1689, A2389, A2667 et A2744. On peut remarquer une surdensité autour de $z \sim 4$ et une absence totale de source pour $z \sim 4.5$, effets de structure dus notamment au fait que le volume total exploré est petit.

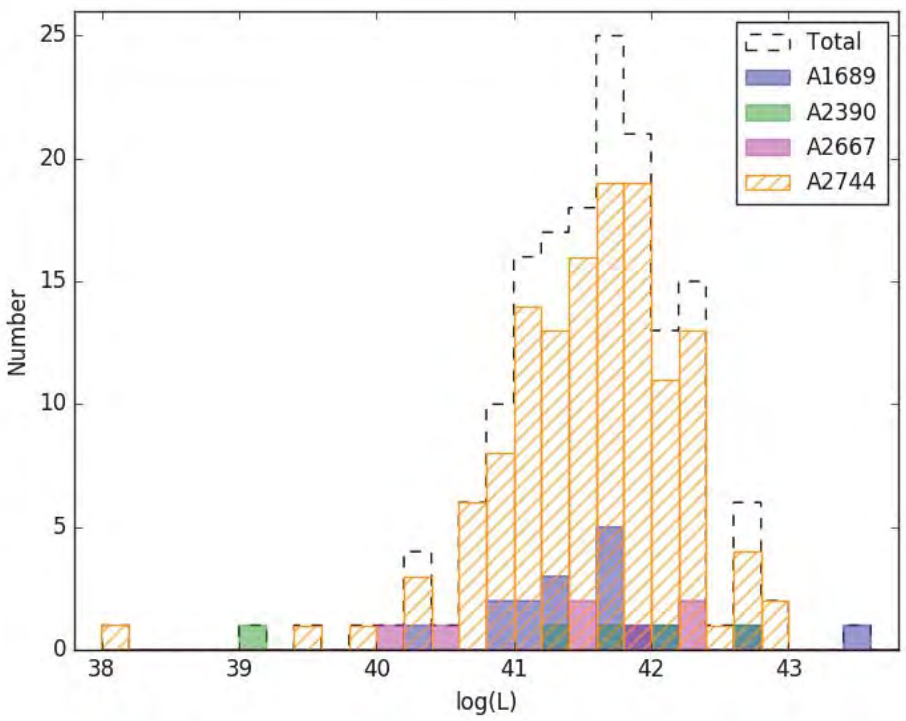


FIG. 4.3 – Distribution en luminosité des 161 LAEs que l'on a observés derrière les quatre amas de galaxies A1689, A2389, A2667 et A2744. Grâce à l'effet de lentille gravitationnelle, on a pu détecter de nombreuses sources faibles à log(L) $<$ 42, et même un certain nombre pour log(L) $<$ 41, ce qui permet de contraindre la pente de la FdL bien mieux que ce qui s'est fait auparavant.

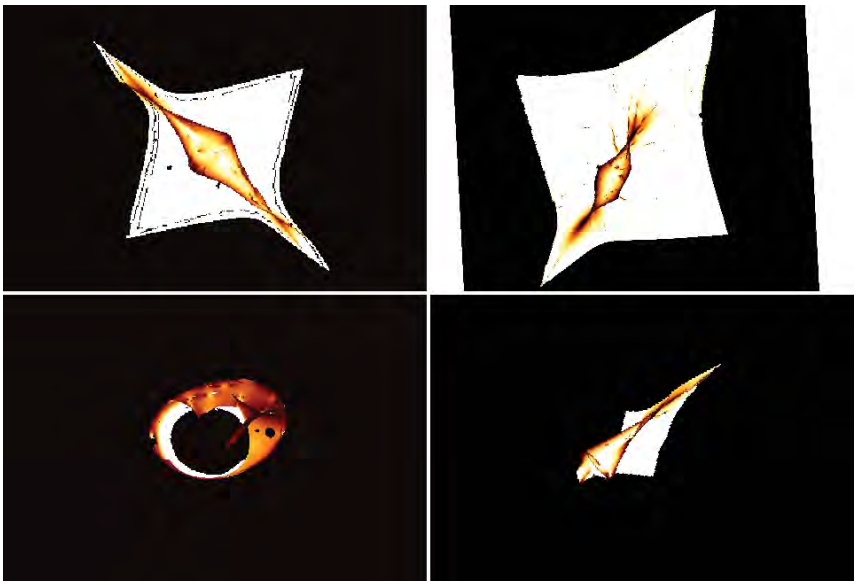


FIG. 4.4 – Cartes d'amplification directement projetées dans le plan source à $z = 3.5$ pour A2667 (a), A2744 (b), A1689 (c) et A2390 (d).

4.4 Calcul de la fonction de luminosité des émetteurs Lyman-alpha

Afin d'obtenir notre propre fonction de luminosité des émetteurs Lyman-alpha, nous allons procéder de la même manière que nous l'avons fait pour A1689 pour calculer nos points, et ce pour les 5, 7 et 133 nouvelles sources que nous avons détectées derrière A2667, A2390 et A2744 respectivement. Puis nous allons garder comme FdL la meilleure courbe d'ajustement qui passe par nos points, en fixant $\phi*$ et $L*$ avec des valeurs différentes et en prenant α comme paramètre libre.

Il est à noter que les nombreux LAEs de A2744 ont été détectés par l'équipe qui se trouve au CRAL à Lyon (Mahler et al., en préparation), j'ai ensuite procédé à l'extraction des sources et à la mesure du flux avec la méthode que j'ai mise en place et que nous allons voir dès à présent.

Nous allons expliquer dans ce qui suit les différentes étapes par lesquelles nous passons pour obtenir notre fonction de luminosité des LAEs.

4.4.1 Calcul du flux

Nous avons choisi de calculer le flux par une autre approche que pour A1689 où nous prenions le spectre de l'objet, retirions son continuum par un ajustement fait sur un large intervalle en longueur d'onde et intégrions le flux sous la double gaussienne ajustant la raie en émission.

En prenant comme exemple ce qu'ont fait Drake et al. 2016, l'idée maintenant

est d'obtenir d'abord une image propre de la source, autrement dit en soustrayant le continuum de la meilleure manière possible, puis de mesurer le flux sur cette image. Cependant, nous adoptons une méthode différente pour estimer le continuum. La justification de cette méthode par rapport à celle adoptée dans le (Bina et al. 2016) est de mieux prendre en compte l'étendue spatiale de la raie, la méthode classique ayant tendance à sous-estimer le flux total.

En premier lieu, nous extrayons un sous-cube centré sur la source d'un côté $10''$ et sur un intervalle en longueur d'onde qui a pour limites le début et la fin de la raie en émission en question. Puis nous faisons la moyenne de ce sous-cube sur l'axe des longueurs d'onde pour obtenir une première image en 2D de la raie.

Ensuite, nous extrayons deux sous-cubes du côté bleu et du côté rouge de la raie sur un intervalle fixé à 20Å : il n'y a donc dans ces deux sous-cubes que du continuum et du bruit de fond. Nous faisons pareillement la moyenne de ces sous-cubes sur l'axe des longueurs d'onde pour obtenir à nouveau une image 2D dans les deux cas. Nous faisons alors la moyenne de ces deux images pour avoir le continuum et le bruit de fond moyen qui entourent la raie en émission. Une illustration de cette méthode est montrée sur la Fig. 4.5.

Nous soustrayons finalement ce « continuum moyen » à notre raie pour obtenir notre image finale de la raie en émission sans continuum et, à quelques erreurs sur le bruit près, sans bruit de fond.

Notre image finale en main, nous mesurons le flux grâce à SExtractor en procédant de la manière suivante : nous donnons plusieurs diamètres d'ouverture circulaire dans lesquelles SExtractor doit mesurer le flux, ce dernier augmentant alors petit à petit avec le diamètre de l'ouverture, jusqu'à ce qu'il se voie diminuer d'un pas d'ouverture à l'autre. Lorsque le flux diminue ainsi, cela signifie que l'on compte dans l'ouverture des pixels n'appartenant pas à la source, on peut donc considérer que le flux de celle-ci est le dernier que l'on a mesuré avant cette diminution. Cette méthode peut être faite automatiquement par SExtractor en prenant le paramètre FLUX_AUTO - il s'agit en fait de la méthode de Kron. Nous ne faisons que vérifier finalement si le FLUX_AUTO correspond bel et bien au flux de Kron.

4.4.2 Calcul de $\phi(L)$

Une fois que l'on a calculé le flux, nous pouvons remonter jusqu'à la luminosité de la source. En effet, nous avons le redshift et donc la distance luminosité D_L comme nous l'avons vu dans l'équation 1.9, la luminosité s'obtient directement à partir de l'équation 1.8 : $L = 4\pi D_L^2 F$. Il faut faire attention à ce qu'on ait la luminosité intrinsèque de la source ; la luminosité calculée à l'aide de la dernière équation serait juste si l'on observait un champ vide, ce qui n'est pas notre cas ! La lumière a été amplifiée au passage de la lentille gravitationnelle, il faut donc diviser cette quantité par l'amplification μ de chaque source, ce qui nous mène finalement à l'équation suivante :

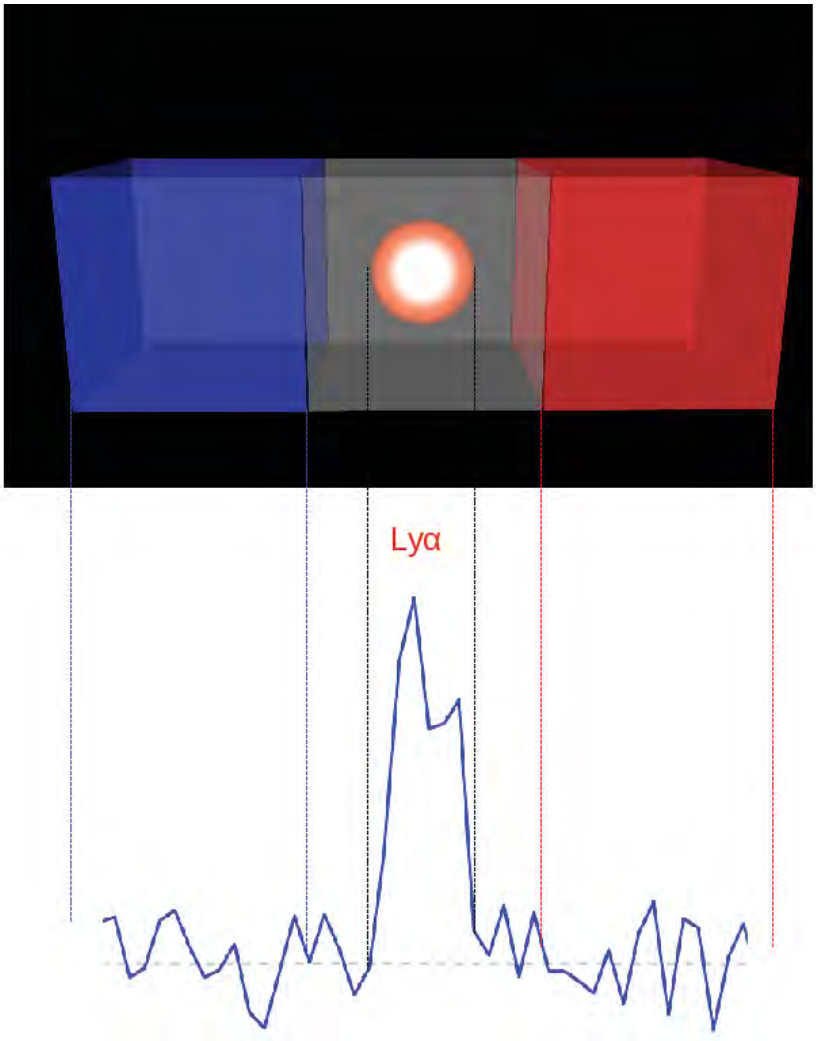


FIG. 4.5 – Illustration des différents sous-cubes extraits du cube MUSE pour la mesure de flux d'un LAE.
Crédits : Dany Giletto et David Bina.

$$L = \frac{4\pi D_L^2 F}{\mu} \tag{4.1}$$

Ensuite, on définit plus ou moins arbitrairement des bins en luminosité et nous comptons le nombre de LAEs qui se trouvent à l'intérieur de chacun de ces bins. Pour obtenir la densité de sources dans chaque bin, il ne suffit pas de diviser simplement par le volume total exploré. Premièrement, il faut prendre en compte la complétude propre à chaque source puisqu'elle dépend du flux observé, et deuxièmement il faut diviser par le volume maximal V_{max} dans lequel la source a pu être détectée, propre à la source également car il dépend de son amplification. On peut voir sur la Fig. 4.6 à quoi correspond V_{max}. La densité de sources pour un bin donné s'écrit donc comme :

$$\phi(L) = \frac{1}{\Delta\log(\mathrm{L})_i} \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{V_{max_i} C_i} \tag{4.2}$$

avec n le nombre d'objets dans le bin considéré, V_{max_i} et C_i le volume maximal et la complétude de la source i respectivement dans ce bin et $\Delta\log(\mathrm{L})_i$ la largeur du bin.

4.4.3 Calcul de l'erreur $\Delta\phi(L)$

Pour estimer proprement l'erreur $\Delta\phi(L)_i$ du $\phi(L)_i$ pour le bin en luminosité i entre $[L_i, L_i + dL_i]$, nous ajoutons quadratiquement l'erreur statistique de Poisson et de la variance cosmique, qu'on appellera $\Delta\phi(L)_i^s$, à l'erreur estimée à partir d'une méthode dite « bootstrap » qui prend en considération les erreurs sur le flux, la complétude et l'amplification pour chaque objet et que l'on nommera $\Delta\phi(L)_i^b$.

L'erreur statistique vaut :

$$\Delta\phi(L)_i^s = \frac{1}{\Delta\log(\mathrm{L})_i} \frac{N_{corr\,i} \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{N_i}}\right)^2 + FTF_i^2}}{< V_{max} >_i} \tag{4.3}$$

avec $N_{corr\,i}$ le nombre d'objets du bin i corrigé de leur complétude (soit $N_{corr\,i} = \sum_i \frac{1}{C_i}$ avec C_i la complétude de l'objet i), N_i le nombre d'objets dans le bin i, FTF_i la variance cosmique (qui est en réalité un écart-type, on l'appelle variance par abus de langage) pour le nombre N_i d'objets calculée à partir du modèle de Trenti & Stiavelli 2008 (via leur site web[1]) et $< V_{max} >_i$ la valeur moyenne de V_{max} pour le bin i.

Pour la méthode bootstrap, on tire k fois un catalogue qui contient les mêmes sources de départ de notre catalogue final des 161 LAEs, mais dont les flux, complétude et amplification sont tirés aléatoirement dans une gaussienne dont le σ vaut l'erreur sur le flux, complétude et amplification de chaque source respectivement. Nous avons fait le tirage avec $k = 1000$, puis nous avons fait la moyenne dans chaque bin pour avoir $< \phi(L)_i >$ et calculé son écart-type à l'aide de la relation suivante :

[1] http ://casa.colorado.edu/ trenti/CosmicVariance.html

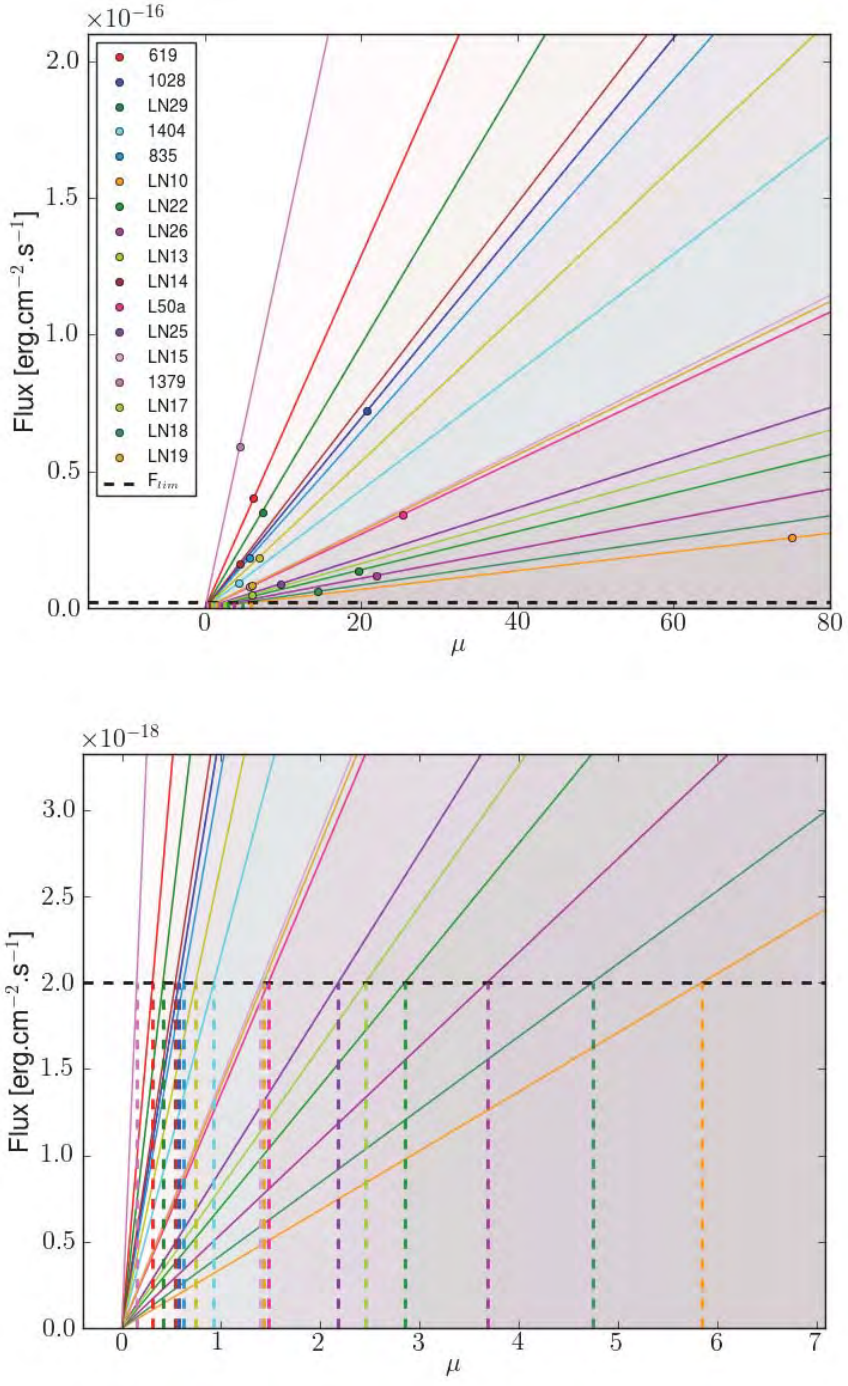


FIG. 4.6 – Flux en fonction de l'amplification pour les 17 LAEs de A1689. Chaque droite représente la fonction $F_{intrinsèque} \times \mu$ propre à chaque source, avec $F_{intrinsèque}$ le flux restframe de la source, directement calculable à partir de l'équation 1.8 avec la luminosité corrigée de l'amplification. Chaque objet se trouve donc sur cette droite aux valeurs de son flux et de son amplification. La droite horizontale en tirets représente le flux limite au-dessous duquel un objet n'est plus détectable dans le cube, ce qui signifie que le recoupement d'une droite avec cette limite donne l'amplification seuil μ_{lim} en dessous de laquelle la source ne peut pas être vue. Le volume maximal V_{max} est alors représenté par la surface colorée, qui n'est autre que le volume que l'on calcule comme indiqué dans la Sect. 3.3 en ajoutant la condition que $\mu > \mu_{lim}$. La figure du bas est un agrandissement de la figure du haut (partie en bas à gauche) pour que l'on puisse mieux voir les μ_{lim} de chaque source.

$$\Delta\phi(L)_i^b = \sqrt{\frac{1}{N_i - 1}\sum_{i=1}^{N} i(\phi(L)_i - <\phi(L)>)^2} \tag{4.4}$$

Nous sommons donc ces deux types d'erreur pour avoir notre erreur finale sur $\phi(L)_i$ comme :

$$\Delta\phi(L)_i = \sqrt{\Delta\phi(L)_i^{s2} + \Delta\phi(L)_i^{b2}} \tag{4.5}$$

4.4.4 Courbes d'ajustement de nos points

Finalement, les points $\phi(L)$ ayant été calculés ainsi que leurs erreurs respectives $\Delta\phi(L)_i$, il ne nous reste plus qu'à ajuster les paramètres de la fonction de Schechter par une méthode de minimisation standard. Nous allons ajuster cette FdL de différentes manières afin de tester la cohérence des résultats d'une part, et pour en tirer des conclusions du point de vue physique d'autre part.

Pour commencer, il y a deux approches générales à analyser :

- le fait de considérer tous les LAEs sans distinction de redshift, on obtient alors ce qu'on peut appeler une **fonction de luminosité globale (FLG)** ;
- séparer les LAEs dans différents bins en redshift pour voir l'évolution de la FdL en fonction de ce dernier ; on parlera alors ici de **fonctions de luminosité partielles (FLP)**.

Ensuite, en plus de ces deux approches qui changent complètement la manière de construire notre FdL, nous distinguerons deux autres cas lorsque nous cherchons la meilleure courbe d'ajustement, l'un où nous prenons en compte des LAEs de la littérature, et l'autre où nous ne considérons que nos LAEs. Nous en reparlerons dans la discussion de chapitre suivant, mais il est utile d'apporter cette précision dès maintenant car il se trouve que les résultats varient selon les cas.

En ce qui concerne la FLG, nous obtenons les résultats suivants :

- en prenant en compte les points de la littérature : $\phi* = 1.29 \times 10^{-4}$, $\log(L*) = 42.98$ et $\alpha = -2.25$;
- en ne prenant que nos points et en fixant $\phi* = 5.99 \times 10^{-4}$ et $\log(L*) = 42.98$: $\alpha = -1.97$.

La Fig. 4.7 montre ces résultats, sachant que la courbe grise correspond au meilleur ajustement quand on prend les points de la littérature et que la turquoise correspond à celle en ne prenant que nos LAEs en fixant $\log(L*) = 42.98$, la valeur provenant du meilleur ajustement avec les points de la littérature. Lorsqu'on regarde les points de notre échantillon sur cette figure, on voit très nettement un « saut » entre $41 < \log(\mathrm{L}) < 42$, peut-être dû à une surdensité de sources autour de $z \sim 4$ comme on peut le voir sur la Fig. 4.3. Nous y reviendrons dans la discussion.

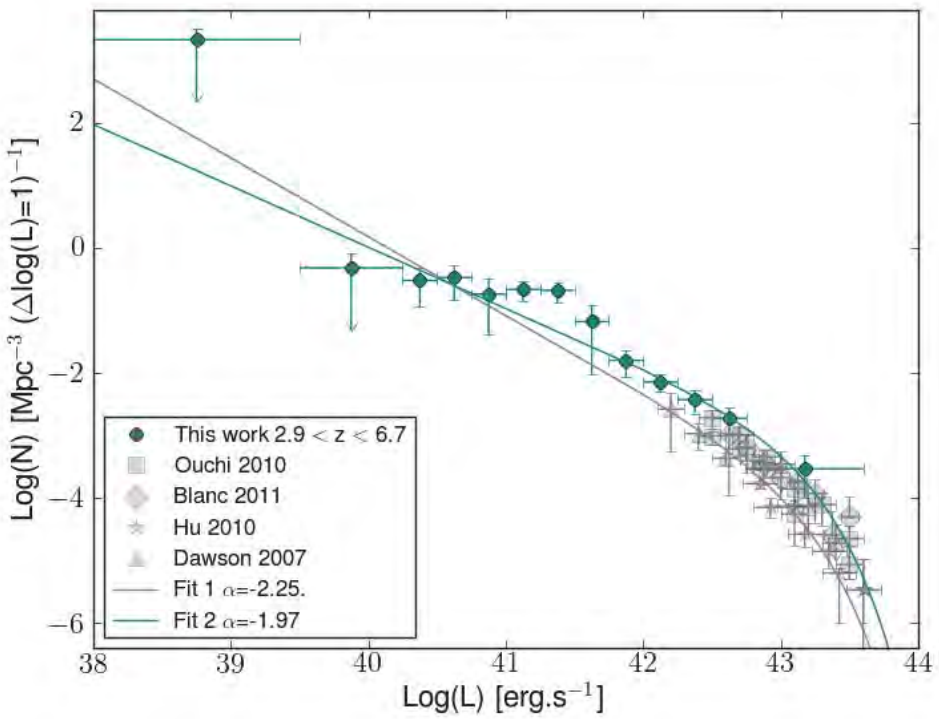


FIG. 4.7 – Fonction de luminosité globale, c'est-à-dire en considérant tous les LAEs sans distinction en redshift. La courbe grise correspond à la FdL en prenant en compte les points de la littérature. La courbe bleu sarcelle est la FdL en ne prenant que nos LAEs. On voit que les pentes sont légèrement différentes, passant de $\alpha \sim -2$ à $\alpha = -2.25$. On remarque aussi un « saut » pour $41 < \log(\mathrm{L}) < 42$, probablement dû à une surdensité de sources autour de $z \sim 4$.

Passons maintenant aux FLP en séparant les points de densité de sources dans trois bins de redshift : $2.9 < z < 4$, $4 < z < 5$ et $5 < z < 6.7$. Nous allons répéter la même méthode que pour la FLG mais avec cette séparation supplémentaire. Il est à noter également que dans le second cas où nous essayons d'ajuster nos points seuls, il est nécessaire de fixer un des deux paramètres de normalisation de la fonction de Schechter pour pouvoir obtenir effectivement une courbe d'ajustement, étant donné que nous n'avons plus de point - ou qu'un seul - pour contraindre la partie brillante de la FdL dans ce cas. Nous avons choisi de fixer $L*$ (premier et dernier bins) et $\phi*$ (deuxième bin) en considérant des valeurs provenant de la littérature.

Nous avons pour le premier bin $2.9 < z < 4$:

- En prenant en compte les points de la littérature : $\phi* = 1.12 \times 10^{-4}$, $\log(L*) = 43.25$ et $\alpha = -2.12$;
- En ne prenant que nos points et en fixant $\phi* = 1.73 \times 10^{-4}$ et $\log(L*) = 43.25$: $\alpha = -2.05$.

Pour le deuxième bin $4 < z < 5$:

- En prenant en compte les points de la littérature : $\phi* = 1.7 \times 10^{-4}$, $\log(L*) = 42.85$ et $\alpha = -2.56$
- En ne prenant que nos points et en fixant $\phi* = 1.7 \times 10^{-4}$ et $\log(L*) = 42.95$: $\alpha = -2.47$.

et pour le troisième bin $5 < z < 6.7$:

- En prenant en compte les points de la littérature : $\phi* = 1.03 \times 10^{-5}$, $\log(L*) = 43.39$ et $\alpha = -2.92$;
- En ne prenant que nos points et en fixant $\phi* = 2.93 \times 10^{-5}$ et $\log(L*) = 43.39$: $\alpha = -2.67$.

Les figures 4.8,4.9 et 4.10 montrent respectivement les FLP pour chacun des trois bins en redshift. Les courbes bleue, verte et rouge dans chacun de ces graphes apparaissent aussi en même temps sur la Fig. 4.11 ; elles correspondent au meilleur ajustement quand on ne considère que nos LAEs dans chaque cas. On peut ainsi voir sur cette figure directement l'évolution de la FdL de nos LAEs en fonction du redshift : la pente α tend clairement à augmenter avec le redshift en passant de -2.05 à -2.67, ce qui veut dire que le nombre de LAEs faibles augmente avec le redshift.

Toutefois, les incertitudes sont grandes pour les deux derniers bins. Les intervalles de confiance $\phi* = f(\alpha)$ du premier et du dernier bin sont reportés sur les Fig. 4.12 et Fig. 4.14, et les intervalles de confiance $L* = f(\alpha)$ du bin intermédiaire se trouvent sur la Fig. 4.13. Effectivement pour ce bin il a fallu fixer $\phi*$ au lieu de L*, nous reviendrons là-dessus dans les discussions du chapitre suivant. La pente pour $2.9 < z < 4$ se situe entre -2.18 et -1.88, la pente pour $4 < z < 5$ est comprise entre -2.76 et -1.90, et la pente de $5 < z < 6.7$ se trouve entre -3.06 et -2.26 pour des erreurs à 1σ dans chaque cas (cf. 4.11).

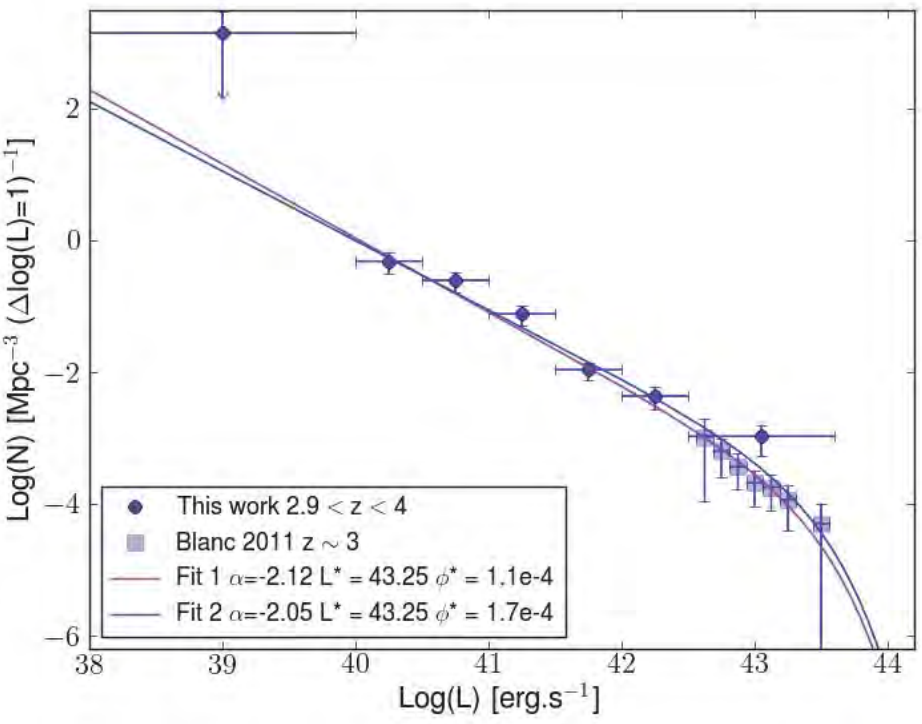


FIG. 4.8 – Fonctions de luminosité pour $2.9 < z < 4$. En magenta la FdL en prenant en compte les points de la littérature. En bleu la FdL en ne prenant que nos LAEs et en fixant $L* = 43.25$. On obtient deux FdL très semblables avec comme pente $\alpha = -2.12$ et $\alpha = -2.05$ respectivement.

Globalement donc, on en déduit que l'on arrive mieux à contraindre la pente quand on va vers les redshifts décroissants, ce qui peut se comprendre par le fait que les incertitudes sur les sources à grand redshift sont plus grandes, que ce soit dans la mesure du flux, de l'amplification, et tout simplement sur la statistisque puisqu'il y a moins d'objets, comme on peut le voir sur la Fig. 4.3.

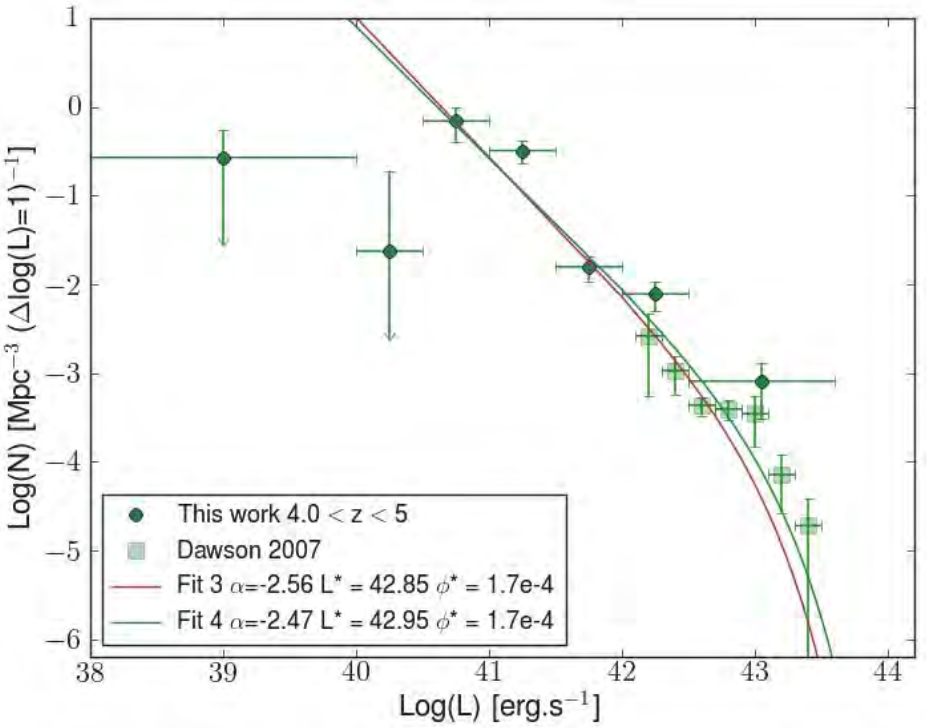


FIG. 4.9 – Fonction de luminosité pour $4 < z < 5$. En marron la FdL en prenant en compte les points de la littérature. En vert la FdL en ne prenant que nos LAEs et en fixant $\phi* = 1.7 \times 10^{-4}$. On obtient deux FdL semblables avec deux pentes assez proches, $\alpha = -2.56$ pour la première et $\alpha = -2.47$ pour la seconde.

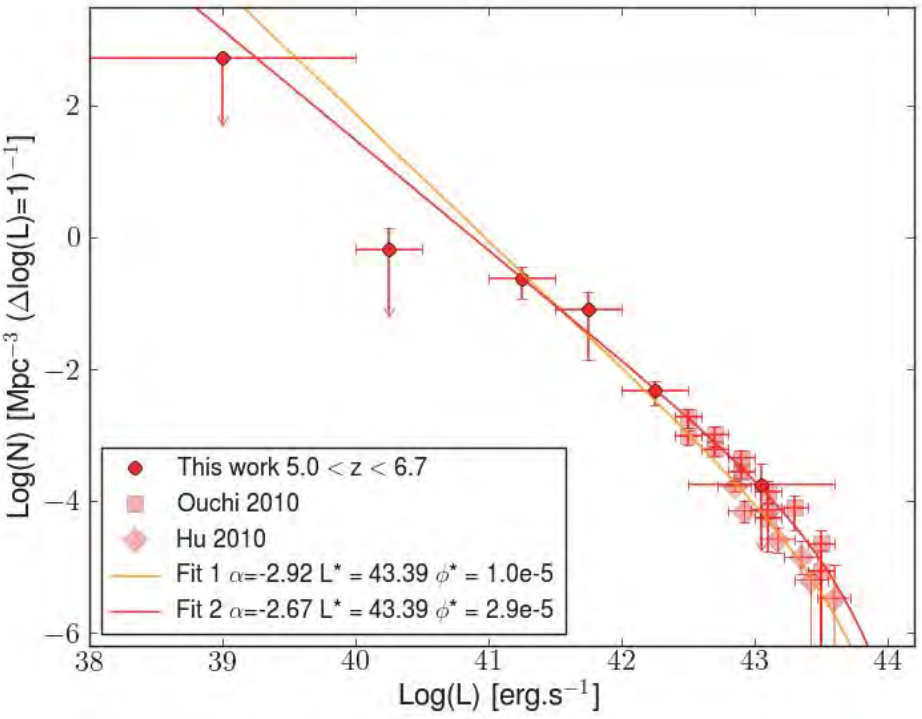


FIG. 4.10 – Fonction de luminosité pour $5 < z < 6.7$. En orange la FdL en prenant en compte les points de la littérature. En rouge la FdL en ne prenant que nos LAEs et en fixant $L* = 43.39$. On obtient deux FdL semblables avec deux pentes assez différentes, $\alpha = -2.92$ pour la première et $\alpha = -2.67$ pour la seconde.

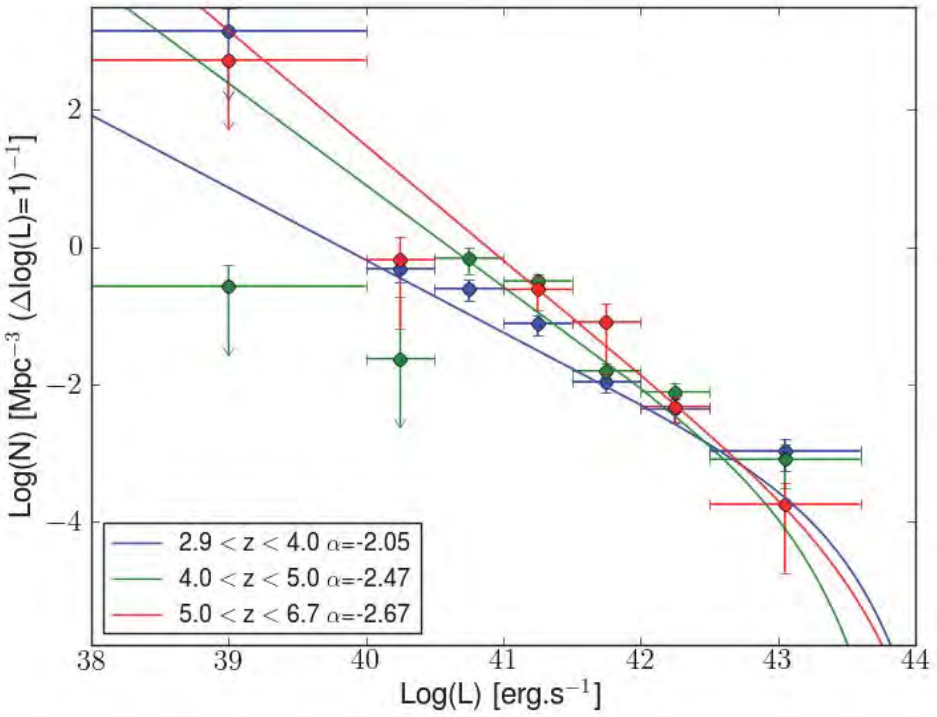


FIG. 4.11 – Évolution de la fonction de luminosité des LAEs en fonction du redshift. En bleu pour $2.9 < z < 4$, en vert pour $4 < z < 5$ et en rouge pour $5 < z < 6.7$. L'augmentation de la pente α en fonction du redshift est visible directement, passant de -2.05 à -2.67.

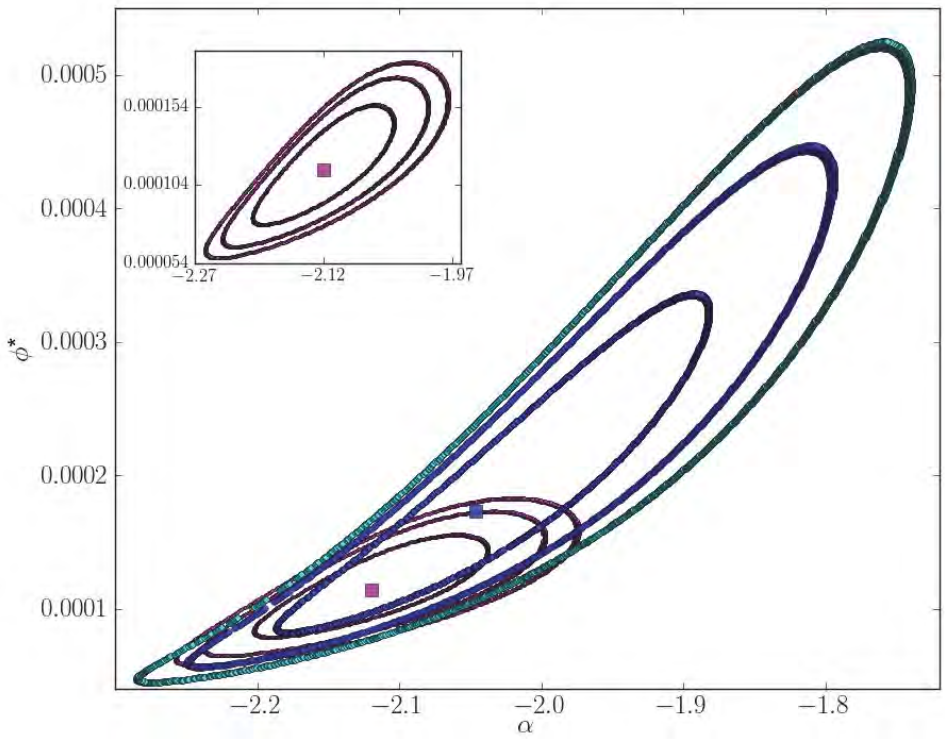


FIG. 4.12 – Intervalles de confiance $\phi* = f(\alpha)$ sur le plan $L* = 43.25$ pour les deux cas où les points de la littérature sont pris en compte (magenta) et lorsqu'on ne prend que nos LAEs (bleu) à 1, 2 et 3σ. La figure en haut à gauche est un agrandissement pour le premier cas.

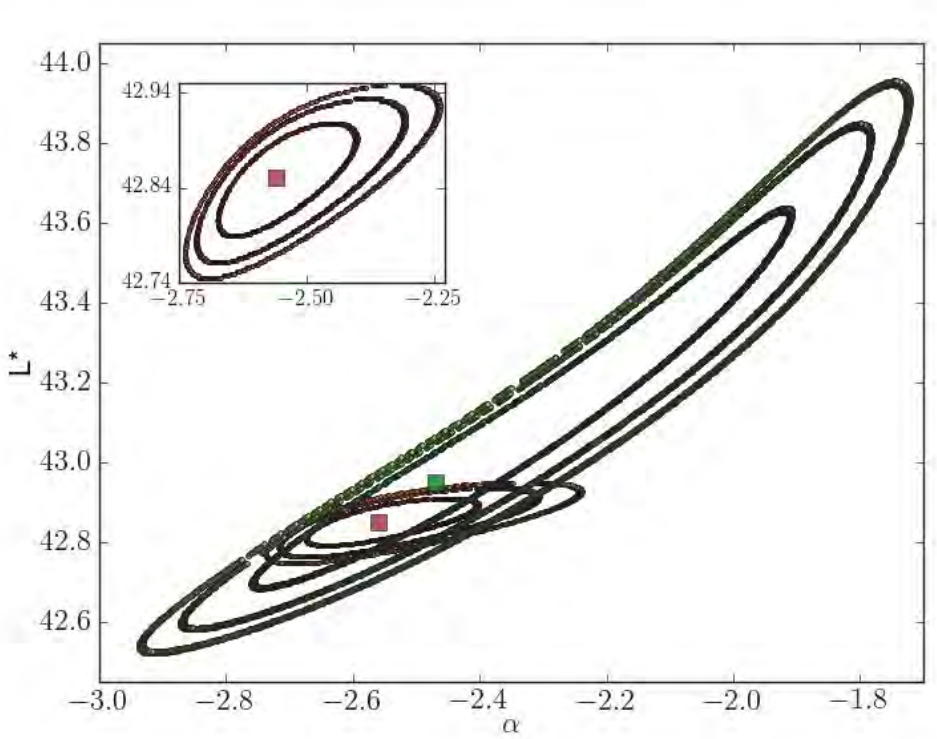


FIG. 4.13 – Intervalles de confiance $L* = f(\alpha)$ sur le plan $\phi* = 1.7 \times 10^{-4}$ pour les deux cas où les points de la littérature sont pris en compte (marron) et lorsqu'on ne prend que nos LAEs (vert) à 1, 2 et 3σ. La figure en haut à gauche est un agrandissement pour le premier cas.

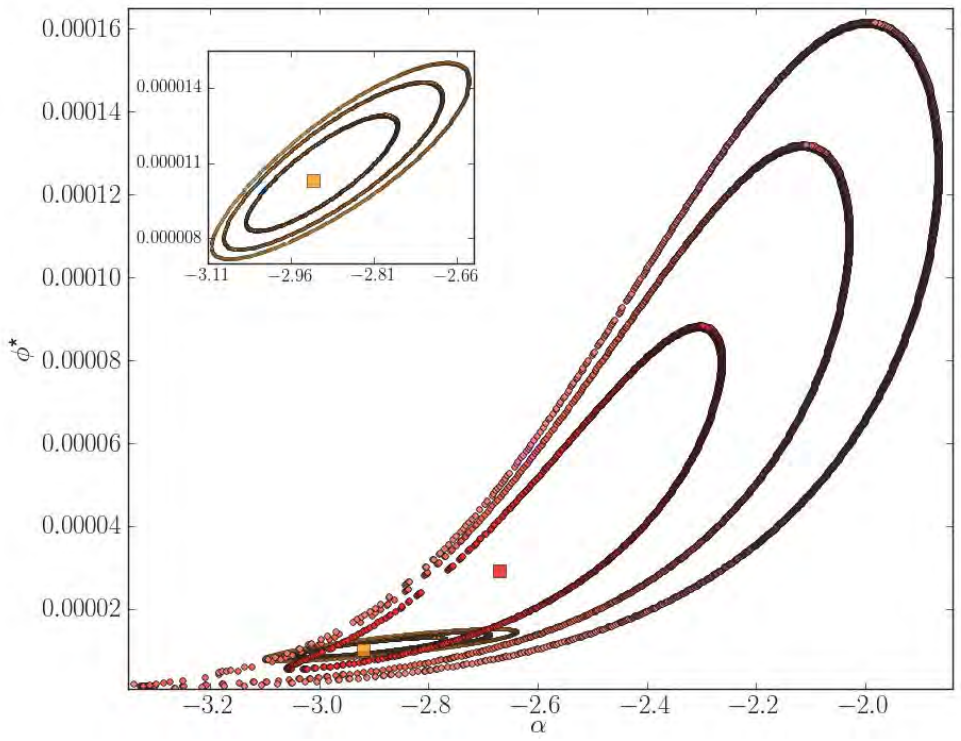


FIG. 4.14 – Intervalles de confiance $\phi* = f(\alpha)$ sur le plan $L* = 43.39$ pour les deux cas où les points de la littérature sont pris en compte (orange) et lorsqu'on ne prend que nos LAEs (rouge) à 1, 2 et 3σ. La figure en haut à gauche est un agrandissement pour le premier cas.

4.4.5 La fonction de luminosité de nos émetteurs Lyman-alpha

En résumé, voici les résultats de notre étude de la FdL des LAEs détectés derrière les quatre amas de galaxies selon que l'on prend en compte les points de la littérature (Tab. 4.10) ou seulement nos LAEs (Tab. 4.11). Les valeurs sans incertitudes ont été fixées, les autres indiquent l'incertitude à 1σ.

Tab. 4.10 – Récapitulatif des différents paramètres de la fonction de Schechter pour les FdL de nos LAEs lorsqu'on prend en considération les points de la littérature.

	$\phi*$	$L*$	α
$2.9 < z < 4$	$1.1^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-4}$	43.25	$-2.12^{+0.08}_{-0.08}$
$4 < z < 5$	1.7×10^{-4}	$42.85^{+0.5}_{-0.5}$	$-2.56^{+0.16}_{-0.11}$
$5 < z < 6.7$	$1.0^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{-5}$	43.39	$-2.92^{+0.16}_{-0.12}$

Tab. 4.11 – Récapitulatif des différents paramètres de la fonction de Schechter pour les FdL de nos LAEs seuls.

	$\phi*$	$L*$	α
$2.9 < z < 4$	$1.7^{+1.7}_{-0.9} \times 10^{-4}$	43.25	$-2.05^{+0.17}_{-0.13}$
$4 < z < 5$	1.7×10^{-4}	$42.95^{+0.65}_{-0.25}$	$-2.47^{+0.57}_{-0.29}$
$5 < z < 6.7$	$2.9^{+6}_{-3.4} \times 10^{-5}$	43.39	$-2.67^{+0.41}_{-0.39}$

CHAPITRE 5

Discussions et perspectives

5.1 Implications sur la réionisation

À partir des ~ 160 LAEs collectés sur l'ensemble des quatre amas étudiés, nous avons obtenu les FdL globale et par tranches de redshift présentées dans le chapitre précédent. Ces FdL montrent une pente autour de $\alpha \sim -2$ pour l'ensemble des LAEs, et une évolution de cette pente entre ~ -2 et -2.7 entre $z \sim 3-4$ et $z \sim 5-7$. Ce résultat est peu dépendant des échantillons utilisés dans la partie brillante (log(L) $\gtrsim 42$) pour compléter nos propres données, qui sont seulement sensibles à la pente α et à la normalisation. Les pentes mesurées ici sont parmi les plus raides observées à ce jour, et confirment la contribution significative des LAEs faibles à la réionisation cosmique.

L'approche basée sur les LBGs (cf. Sect. 1.3.3) a donné des résultats spectaculaires concernant l'évolution de la FdL dans l'UV (à 1500Å) entre $z \sim 4$ et 10 (voir par exemple Bouwens et al. 2015b). La nouvelle instrumentation disponible sur le HST (surtout la caméra WFC3 et WFC3/IR) et les relevés ultra-profonds réalisés à la fois sur des champs vides et des champs d'amas (CANDELS, GOODS, HUDF, BoRG, etc.), associés à des données Spitzer/IRAC et à des observations au sol ont permis de déterminer une FdL « robuste » basée sur ~ 1000 arcmin^2 de relevé effectif jusqu'à une profondeur typique de $AB \sim 27-28$ pour des candidats photométriques à $z \sim 7-8$. Les relevés en champ d'amas-lentille (notamment CLASH[1] et Hubble Frontier Fields[2]) ont permis d'atteindre les limites proches de M(UV) ~ -15 et confortent l'utilisation de l'approche basée sur les amas de galaxies (voir par exemple Atek et al. 2014,Laporte et al. 2015,Laporte et al. 2016).

Les derniers résultats de référence sur la FdL UV entre $z \sim 4-10$ sont ceux de Bouwens et al. 2015b. La FdL montre une forte évolution dans cet intervalle de redhifts, comme déjà décrit dans le premier chapitre (cf. Sect. 1.3.5). Le plus remarquable est certainement l'augmentation de la pente entre $z \sim 4-10$, qui passe de $\alpha \sim -1.64$ pour $z \sim 4$ à $\alpha \sim -2.0$ pour $z \sim 7$. Cette tendance est aussi observée derrière les amas-lentilles (Laporte et al. 2015,Laporte et al. 2016). Cette évolution semble être cohérente avec ce que l'on attend pour l'évolution de la masse des halos dans un modèle de formation hiérarchique des galaxies.

Si les résultats de notre étude sont confirmés, cela voudrait dire que la proportion de LAEs par rapport aux LBGs aurait tendance à augmenter globalement quand on passe des galaxies brillantes aux galaxies les plus faibles, simplement à cause de la différence de pente. Cette différence est liée soit à un changement dans la fraction d'échappement des photons ionisants, soit (ou aussi) à un changement dans la nature de l'émission entre les galaxies brillantes et faibles (propriétés physiques des galaxies, taille, poussières,etc.), et entre les populations de galaxies à $z \sim 4$ et $z \sim 7$. Ceci a un impact certain sur l'identification des sources de la réionisation. En effet, pour estimer la fraction d'hydrogène ionisé à $z > 6$, on considère habituellement que, en moyenne, la prévalence de l'émission Lyα dans les échantillons contrôlés de LBGs à $z > 6$ est la même qu'à $z < 6$, les écarts étant dus à l'augmentation de l'hydrogène

[1] http ://www.stsci.edu/ postman/CLASH/Home.html
[2] http ://www.stsci.edu/hst/campaigns/frontier-fields/

neutre avec le redshift (voir par exemple Schenker et al. 2014). Or, si nos résultats sont corrects, il pourrait y avoir une évolution « intrinsèque » à $z < 6$ qu'il faudra alors certainement prendre en considération.

Par ailleurs, les relevés de LAEs réalisés jusqu'à présent ont montré qu'il y avait un déficit de ces objets à $z \gtrsim 6.5$, alors qu'il n'y aurait presque pas d'évolution en dessous de $z \sim 6$. Par exemple, Ouchi et al. 2010 ont constaté avec leur 207 LAEs, détectés par photométrie en bande étroite dans un champ de vue de 3238 arcmin^2 à partir des données du *Subaru Deep Field*, une diminution d'environ 30% de la luminosité Lyα entre $z \sim 5.7$ et $z \sim 6.6$ qu'ils expliquent par la présence d'hydrogène neutre autour de $z \sim 6.6$. La même tendance a été observée par Kashikawa et al. 2011 qui ont vu une diminution systématique de la largeur équivalente de la raie Lyα pour leurs objets observés par spectroscopie entre $z = 5.7$ et $z = 6.5$, surtout pour la partie brillante de la FdL. Une conclusion fort intéressante qu'ils ont déduite à partir de la FdL UV et Lyα de leurs LAEs est que la contribution relative des LAEs deviendrait de plus en plus grande pour des luminosités de plus en plus faibles, et que ce serait donc les LAEs à faible luminosité qui prédomineraient au niveau la quantité de photons ionisants disponibles pour réioniser l'Univers. Cependant, les sources trouvées dans ces deux articles restent dans la partie brillante de la FdL, aucune contrainte sur la pente n'est apportée par manque de sources faibles, donc celle-ci est fixée à chaque fois. Avec nos données MUSE, nous apportons de nouvelles contraintes sur cette pente grâce aux objets faibles trouvés, et nous arrivons au même constat : l'évolution de la pente entre $z \sim 3-4$ et $z \sim 6-7$ qui passe de $\alpha \sim -2$ à $\alpha \sim -2.7$ creuse l'écart qu'il y a entre LBGs et LAEs dans la partie faible de la FdL, ce qui laisse à penser effectivement que les LAEs ont une plus grande part de responsabilité que les LBGs pour expliquer la réionisation cosmique.

Divers travaux ont été menés pour étudier les LAEs à plus grand redshift encore, mais là non plus la pente ne peut jamais être contrainte car les sources observées ont une luminosité $\log(\mathrm{L}) \geqslant 42$, par exemple Tilvi et al. 2010 ont étudié la FdL des LAEs à $z \sim 7.7$ jusqu'à des luminosités $\log(\mathrm{L}) \sim 42.7$, Ota et al. 2010 se sont intéressés à la FdL de LAEs autour de $z \sim 7$ pour des luminosités qui s'arrêtent à $\log(\mathrm{L}) \sim 42.9$. Cela dit, toujours en restant dans la partie brillante de la FdL, plusieurs auteurs font appel à une diminution souvent drastique de la FdL Lyα pour des redshifts $z \gtrsim 7$, par exemple Clément et al. 2012 qui n'ont détecté aucun LAE à $z = 7.7$ à partir des données du HAWK-I/VLT utilisé avec un filtre étroit à 1.06μm, ou encore Konno et al. 2014 qui s'attendent à voir ~ 65 LAEs dans leurs champs SXDS et COSMOS avec Subaru pour une surface totale de ~ 0.5 deg^2 et plus de 100h d'observation si l'on considère qu'il n'y a pas d'évolution de la FdL entre $z = 6.6$ et $z = 7.3$, et qui finalement n'ont détecté que 3 et 4 LAEs à $z = 7.3$ respectivement, ce qui signifie que l'on doit exclure le scénario d'une non évolution de la FdL.

En ce qui concerne des redshifts moins élevés, autour de $z \sim 5.7$, Henry et al. 2012 avaient trouvé une pente de $\alpha = -1.7$ pour leur 6 LAEs, tandis que Dressler et al. 2015 ont obtenu une pente de $\alpha = -2.0$ (entre -1.95 et -2.35 à 1σ) pour les 13 LAEs de leur échantillon corrigés de l'incomplétude, un aspect primordial pour ajuster au mieux la FdL, surtout pour la partie faible. À partir de cette FdL, ils

estiment que les LAEs à $z \sim 5.7$ comptent pour au moins 20% du flux nécessaire pour maintenir la réionisation quand ils intègrent jusqu'à M(UV) $= -16$, et jusqu'à 50% s'ils vont vers des luminosités dix fois plus faibles, autrement dit s'ils prennent en compte des sources que l'on voit nous.

Avec leur échantillon de 217 LAEs confirmés par spectroscopie entre $2 < z < 6.6$, Cassata et al. 2011 ont aussi vu une évolution de la pente qui passe de $\alpha = -1.6$ à $\alpha = -1.8$ entre $z \sim 2.5$ et $z \sim 4$. Ils arrivent en outre à la même conclusion que Dressler et al. 2015 au niveau de la contribution des LAEs à la densité du taux de formation stellaire (SFRD) en ce qu'ils contribuent à $\sim 20\%$ de la SFRD totale à $z \sim 2 - 3$, mais qu'ils dominent en revanche pour des redshifts $z \gtrsim 5 - 6$. Il est difficile de comparer la pente de la FdL qu'ils ont obtenue pour $z \sim 4$, et ce pour plusieurs raisons. Premièrement, nous n'avons pas défini les bins en redshift de la même manière, dans notre cas $z \sim 4$ tombe tout juste entre nos deux bins $2.9 < z < 4$ et $4 < z < 5$, on ne peut donc pas comparer les FdL directement. Deuxièmement, nos points de densité de sources laissent clairement apparaître un saut pour le bin $4 < z < 5$ (cf. Fig. 4.9 qui fait que l'on surestime certainement la pente de notre FdL, et qui nous a obligé à fixer $\phi*$ si l'on voulait ajuster les points par une fonction de Schechter, valeur que l'on a prise de Dawson et al. 2007 et qui vaut $\phi* = 1.7 \times 10^{-4}$, car dans le cas contraire seule une loi de puissance aurait suffi. Ce saut s'explique en partie par le fait qu'environ 50% des LAEs qui proviennent de la surdensité à un redshift $z \sim 4$ (cf. Fig 4.3) se retrouvent dans ces deux bins de luminosité, au lieu des $\sim 28\%$ pour une distribution homogène. Pour le dire autrement, nous sommes faisons certainement face à la présence de sous-structures le long de la ligne de visée, ce qui se traduit donc par une variance d'un champ à l'autre ; c'est l'une des raisons d'ailleurs pour laquelle il est important d'augmenter le nombre d'amas étudiés.

Il est à noter également qu'il existe une différence dans l'évolution de la FdL selon que l'on étudie des LBGs ou des LAEs, comme suggéré par Malhotra et al. 2012. D'après leur étude d'un échantillon de 174 LAEs compris entre $2.25 < z < 6$, ces derniers gardent une taille compacte et constante dans le domaine ultraviolet, ce qui explique que leur FdL dans le continuum UV ne varie pas, contrairement aux LBGs qui voient leur taille évoluer comme $\mathrm{H(z)}^{-1}$. Selon eux, la taille d'une galaxie est un facteur déterminant pour savoir si elle est capable d'émettre des photons Lyα ou non. Aussi, l'augmentation de L* en fonction du redshift pour les LBGs s'explique par l'évolution de leur taille, ce qui n'est pas le cas des LAEs qui gardent donc un L* constant.

Un autre facteur déterminant dans l'estimation du nombre de photons émis par les LAEs est la fraction d'échappement $f_{esc}^{Ly\alpha}$ comme nous l'avons vu dans la Sect. 1.3.4. Par définition, il s'agit du taux de photons Lyα qui ont pu s'échapper de la galaxie, résumé par l'équation 1.21.

L'étude menée par Yajima et al. 2014 basée sur des simulations montre que $f_{esc}^{Ly\alpha}$ augmente globalement avec le redshift (de ~ 0.2 à ~ 0.9 entre $z \sim 0 - 10$) tout en restant à peu près constante à ~ 0.3 pour $2 \leqslant z \leqslant 4$; les auteurs indiquent aussi que la grande dispersion dans l'estimation de cette fraction d'échappement dé-

pend des propriétés physiques des galaxies (masse, SFR, métallicité et contenu en poussières), tandis que la fraction d'échappement des photons ionisants ($\lambda < 912$Å) reste constante autour de ~ 0.2 entre $z \sim 0 - 10$. D'après eux, les LAEs ne peuvent pas réioniser l'Univers à $z > 6$ à eux seuls, mais peuvent le maintenir ionisé entre $0 < z < 5$. Dans notre étude, l'idéal aurait été de calculer ces deux types de fraction d'échappement pour chacun de nos objets.

Cela rejoint les travaux Blanc et al. 2011 qui ont obtenu une valeur médiane de 29% pour $f_{esc}^{Ly\alpha}$ avec un échantillon de 89 LAEs détectés spectroscopiquement et se trouvant entre $2 \leqslant z \leqslant 4$. Cependant, cette valeur médiane est comprise entre de grandes incertitudes (de $\sim$ 2% à 100%). Globalement, il semble que cette fraction diminue entre $z \sim 6-2$ à cause du fait notamment que les galaxies accumulent de la poussière dans le milieu interstellaire, ce qui a pour action de réduire les chances au photon Lyα de s'échapper. Mais au-delà de $z \sim 6$, l'absorption de l'IGM des photons Lyα par l'hydrogène neutre devient un facteur de plus en plus dominant lorsque z augmente, ce qui va là aussi faire diminuer la fraction d'échappement. D'autres processus physiques complexes entrent en jeu dans la fraction de photons qui peuvent s'échapper, comme la cinématique des vents galactiques, ou bien la géométrie sous laquelle on observe la galaxie (Verhamme et al. 2012), ce qui en fait un paramètre mal contraint aujourd'hui.

Si l'on ne fait aucune hypothèse sur la fraction d'échappement, ni sur l'atténuation par l'IGM, et que l'on intègre nos FdL dans le cas où l'on ne prend que nos LAEs de log(L) $\sim$ 40.5 à $\sim$ 44 (représentatif de notre échantillon), nous obtenons les densités de formation stellaire suivantes :

- $2.9 < z < 4$: log(SFRD) = -1.73 $M_\odot.an^{-1}.Mpc^{-3}$
- $4 < z < 5$: log(SFRD) = -1.43 $M_\odot.an^{-1}.Mpc^{-3}$
- $5 < z < 6.7$: log(SFRD) = -1.09 $M_\odot.an^{-1}.Mpc^{-3}$

que nous pouvons comparer à celles de Cassata et al. 2011 qui ont trouvé $\sim$ -2.12, $\sim$ -2.05 et $\sim$ -1.7 pour des bins en redshift autour de $z \sim 2.5$, 4 et 6 respectivement, ce que nous pouvons voir sur la Fig. 5.1 avec nos points représentés par les carrés magenta et les points de Cassata par les ronds rouges. À titre de comparaison, nous avons aussi intégré nos FdL avec les mêmes limites en luminosité que Cassata, mais sans corriger de l'absorption de l'IGM (carrés bleus). Nous constatons que lorsqu'on intègre nos FdL avec les limites qui correspondent aux LAEs que l'on observe réellement, l'évolution en fonction du redshift est forte, ce qui s'explique notamment par le fait que nos FdL ont des pentes plus élevées (autour de $\alpha \sim -2.5$ tandis que pour Cassata et al. 2011 $\alpha \sim -1.7$). Il apparaît donc qu'à partir de $z \sim 6$, la contribution des LAEs à la réionisation devient au moins aussi importante que celle des LBGs, si ce n'est plus. Cela dit, il faut garder à l'esprit que l'intersection entre ces deux populations n'est pas nulle, et donc à un redshift donné les deux SFRds des LAEs et des LBGs ne sont pas totalement décorrélées. C'est l'une des raisons pour laquelle le fait de connaître cette intersection et son évolution avec le redshift est important dans notre connaissance des sources responsables de la réionisation.

Un autre point très intéressant que l'on peut voir sur cette figure (Fig. 5.1) est que les LAEs entre $5 < z < 6.7$ que nous avons observés avec MUSE montrent une SFRd suffisante pour pouvoir ioniser l'Univers ! La SFRd théorique que doivent avoir les LAEs pour produire assez de photons ionisants a été calculée en prenant les émissivités de Bouwens et al. 2015a et une fraction d'échappement prise plus ou moins arbitrairement à 13% (fraction maximale selon Bouwens et al. 2016, mais elle peut être plus petite), ce qui conduit aux régions orange foncé et orange clair sur la figure (1σ et 2σ). Toujours sous réserve de confirmation, ce résultat apporte un premier élément de réponse à la problématique principale de cette thèse, à savoir quelles sont les sources responsables de la réionisation, en ce que les LAEs semblent produire assez de photons ionisants en ce qui concerne la fin de la période de réionisation ($z \sim 6$). D'autres observations sont bien évidemment nécessaires pour améliorer les contraintes sur les LAEs autour de ce redshift, en plus de celles qui permettront d'observer au-delà dans les années à venir grâce aux IFUs en infrarouge jusqu'à $z \sim 7-8$ pour connaître l'évolution de la SFRd des LAEs lors de la réionisation cosmique.

Nous en parlions dans la Sect. 1.3.4, les LAEs et les LBGs sont deux populations sélectionnées par des critères observationnels différents et dont on sait qu'elles ont une intersection non nulle. Ce qu'il reste à déterminer parmi d'autres choses dans les années à venir est de connaître précisément cette fraction qui appartient à ces deux populations, et surtout de savoir comment celle-ci évolue avec le redshift. Dans notre cas, nous avons environ un tiers de LAEs qui n'ont pas de continuum, un autre tiers qui en possèdent un et qui pourraient être détectés en tant que LBGs, en ayant une fraction d'échappement définie comme précédemment inférieure à 1, contrairement au dernier tiers de nos LAEs qui voient leur fraction d'échappement dépasser 1 avec cette définition mal adaptée pour eux. Une étude plus poussée est nécessaire pour savoir si ces derniers pourraient potentiellement être détectés comme LBGs.

Aussi, nous pouvons ajouter que notre échantillon arrive jusqu'à $\log(\mathrm{L}) \sim 39$ pour les galaxies les plus magnifiées, sans montrer de rupture de pente a priori. Cette tendance reste à confirmer par la suite, avec des temps de pose plus longs et la nécessité d'avoir plus d'objets dans les bins de luminosité les plus bas pour avoir une meilleure statistique et des points $\phi(L)$ plus robustes que dans cette étude. Il faut savoir que certains auteurs (comme Boylan-Kolchin et al. 2014) prévoient cette rupture vers des halos de M(viriel)$< 10^9 M_\odot$ à $z \sim 8$ afin d'éviter le décalage au niveau des comptages de galaxies dans le Groupe Local, comme nous l'avions évoqué dans la Sect. 1.3.2. Cette rupture n'est pas vue dans les relevés de LBGs, ni dans notre relevé MUSE.

Une bonne partie des LAEs que nous avons étudiés présentent un halo Lyα étendu (voir aussi Wisotzki et al. 2016), voire une émission décalée par rapport au continuum stellaire, ce qui est attendu aussi pour des sources avant la réionisation ($z > 6$) depuis les travaux pionniers de (Loeb & Rybicki 1999). Cela veut dire que ces sources risquent d'être perdues dans les relevés habituels, alors qu'elles sont détectées par des instruments type IFU comme MUSE. Ceci justifie le développement d'instruments similaires dans le proche-IR, notamment sur le E-ELT, comme HARMONI (Thatte et al. 2010).

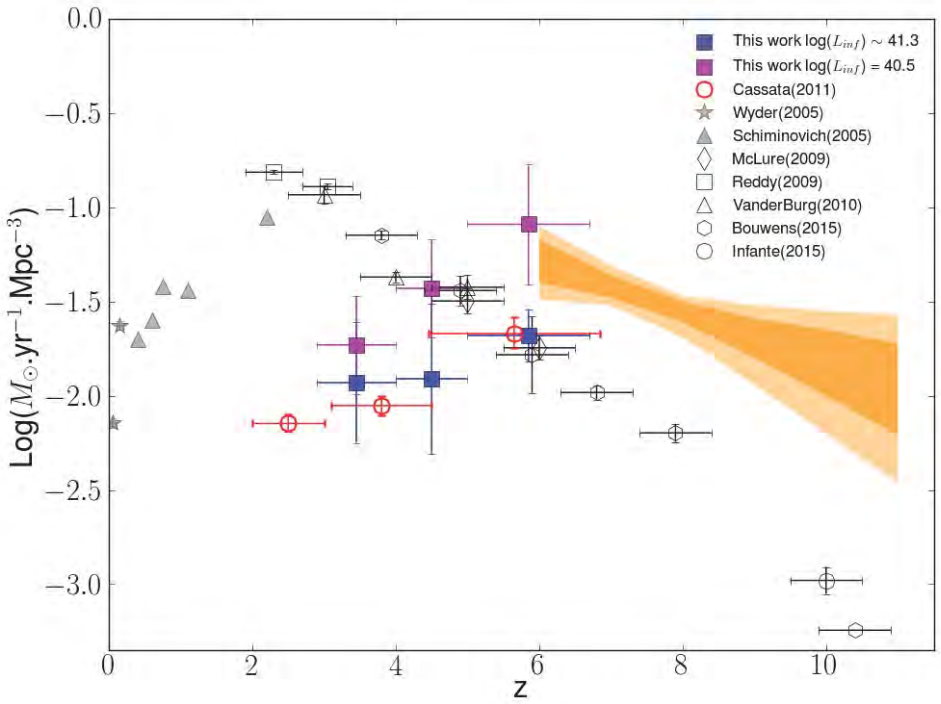


FIG. 5.1 – Densités de taux de formation stellaire (SFRd) de nos LAEs en prenant la même borne inférieure que Cassata (carrés bleus, log(L)∼41.3) et la limite de nos observations (carrés magenta, log(L) = 40.5). Sont représentés ensuite les SFRd de Cassata et al. 2011 (ronds rouges) ainsi que les différents points de la littérature pour les SFRd dérivées des LBGs entre z∼ $0-10$. La zone orangée correspond à la SFRd nécessaire pour pouvoir ioniser l'Univers, les valeurs d'émissivité venant de Bouwens et al. 2015a pour 1σ (orange foncé) et 2σ (orange clair). Le nombre de photons ionisants produits par les LAEs observés avec MUSE à un redshift $z \sim 6$ semble suffisant, même si ce résultat reste préliminaire avec des incertitudes relativement grandes.

5.2 Aspects techniques

L'estimation de la complétude est probablement le point le plus important de l'analyse quantitative menée dans cette thèse. L'approche adoptée ici, en collaboration avec Nicolas Laporte, est commune aux relevés LAEs et LBGs derrière les amas. Nous sommes globalement satisfaits de la procédure mise en place, qui consiste à simuler les émetteurs Lyman-alpha comme de simples gaussiennes, avant de les introduire dans notre cube avec IRAF. Cela reste tout de même une très bonne première approximation à mon avis, puisque d'une part nous avons dans notre catalogue de LAEs plusieurs d'entre eux qui apparaissent plus comme tel que comme des raies asymétriques (ce que l'on s'attend à voir a priori), et d'autre part le fait qu'ils soient simulés comme des gaussiennes ne changent pas réellement le comportement de MUSELET vis à vis d'eux, en ce que celui-ci regarde le nombre de pixels qui se trouvent au-dessus d'un certain seuil pour reconnaître une raie ou non, et que l'on peut supposer que la forme de la raie simulée ne doit pas changer significativement le taux de détection automatique. Bien entendu, il s'agit d'une supposition qu'il serait bon de vérifier à l'avenir. Pour améliorer le réalisme des raies introduites, nous pourrions utiliser soit une approche en double gaussienne, soit un profil empirique calculé sur l'ensemble des LAEs qu'on normaliserait arbitrairement au flux simulé voulu.

Un autre point important concerne la mesure du flux Lyα dans les raies, un aspect souvent négligé dans la littérature. La première méthode que nous avons utilisée pour mesurer le flux de nos LAEs est « classique ». Elle consiste à extraire la source dans une ouverture circulaire, à obtenir le spectre 1D de la source, puis à estimer le continuum à l'aide d'une courbe d'ajustement sur un intervalle beaucoup plus large que la raie, de soustraire ce continuum sur tout le spectre et d'intégrer le flux sous la raie ramenée ainsi à un continuum quasi nul (aux variations de bruit près). La seconde méthode que j'ai choisi d'adopter consiste à extraire en premier lieu trois sous-cubes centrés sur la source, l'un étant délimité par la raie en émission et les deux autres provenant du côté bleu et du côté rouge de la raie pour estimer le continuum. On fait ensuite la moyenne de chaque sous-cube pour avoir une image 2D et on enlève le continuum de la source en ayant fait au préalable la moyenne des deux images provenant des deux sous-cubes. On mesure ensuite le flux dans une ouverture circulaire en prenant l'ouverture optimale, définie directement par le paramètre FLUX_AUTO de Sextractor. La différence de flux entre ces deux méthodes pour A1689 est le plus souvent plutôt mineure, de l'ordre d'un facteur ~ 1.5, mais peut aller parfois jusqu'à un facteur $\sim 3-4$.

Il convient aussi de signaler dans cette partie que la qualité des modèles de lensing utilisés sont déterminants pour garantir la qualité de la FdL calculée. Justement, l'utilisation de MUSE a permis d'améliorer les modèles par l'identification de nouvelles images multiples dans nos champ d'amas. Compte tenu de la taille du champ étudié, ces contraintes géométriques sont particulièrement intéressantes pour calculer correctement le volume effectif du relevé et l'amplification des sources. Par contre, certains de nos LAEs les plus amplifiés ont aussi une barre d'erreur très importante sur l'amplification. De ce fait, leurs contributions dans chacun des bins de luminosité sont « diluées » dans l'approche *bootstrap* adoptée pour le calcul de la FdL. Il serait intéressant à l'avenir d'étudier une méthode permettant de mieux prendre en

considération ces sources à l'amplification extrême.

CHAPITRE 6

Conclusion

L'objectif de cette thèse était de poser des contraintes sur les sources de la réionisation cosmique, en s'intéressant notamment à la partie faible de la fonction de luminosité des émetteurs Lyman-alpha compris entre $3 \lesssim z \lesssim 7$. Pour cela, nous avons utilisé les données acquises dans le cadre du temps garanti de l'instrument MUSE sur le VLT. Voici les principaux résultats et nos conclusions :

- Cette étude s'est portée sur quatre amas de galaxies particulièrement efficaces, utilisés en tant que lentilles gravitationnelles : A1689, A2390, A2667 et A2744. Pour les trois premiers amas, un seul pointé a été réalisé sur la partie centrale de l'amas, alors que A2744 dispose d'une mosaïque. Nous avons étudié le contenu des cubes de données MUSE sur ces champs et réalisé un relevé spectroscopique complet, pour extraire finalement les émetteurs Lyman-alpha (LAEs) entre $2.9 < z < 6.7$. L'utilisation avantageuse de MUSE permet d'identifier ces galaxies sans aucune présélection.

- Nous avons mis en place une procédure permettant d'extraire et d'analyser les échantillons de LAEs ainsi obtenus. Pour cela, nous nous sommes focalisés d'abord sur l'amas A1689, pour lequel le champ de MUSE couvre une région à l'intérieur de la ligne crique externe, et de ce fait toutes les sources détectées génèrent plusieurs images multiples. Cette procédure comprend l'extraction guidée des sources détectées sur les images profondes du HST, ainsi que la détection automatique des LAEs à l'aide de plusieurs outils que nous avons comparés. Cependant, pour chacune de ces méthodes, une vérification manuelle a été nécessaire.

- Après la construction des échantillons de LAEs, nous avons procédé à l'étude de la configuration de lensing pour chacun d'entre eux, avec la recherche d'images multiples potentielles que nous avons vérifiées, souvent par la ré-extraction des raies en émission qui avaient été oubliées dans les halos des galaxies brillantes. Des modèles de distribution de masse existaient déjà pour tous les amas étudiés. Nous avons utilisé Lenstool pour corriger des effets d'amplification, et aussi pour déterminer de manière précise les volumes d'univers effectivement sondés. Les modèles ont été raffinés suite à nos observations qui ont permis de trouver de nouvelles images multiples. Pour chaque LAE, une estimation de l'amplification et de l'erreur sur l'amplification a été obtenue. Nous avons aussi calculé le volume effectif du relevé par une reconstruction du champ de MUSE sur chacun des plans source, après avoir masqué les régions occupées par les galaxies brillantes de l'amas.

- Une fois l'étude du lensing terminée, deux autres procédures ont été mises en place afin de construire proprement la fonction de luminosité (FdL) des LAEs. La première est l'estimation de la complétude des échantillons en fonction du flux observé et du redshift des sources. Cette méthode s'inspire de celle mise en place pour estimer la complétude dans les échantillons de Lyman Break Galaxies (LBGs) dans le relevé *Hubble Frontier Fields*, auquel j'ai également contribué (Laporte et al. 2015, Infante et al. 2015,Laporte et al. 2016). La seconde procédure est destinée à mesurer proprement le flux dans le cube MUSE pour chacun des LAEs, un biais dans la mesure classique ayant été constaté.

Nous avons adopté une approche « bootstrap » pour déterminer les points de la FdL, en prenant en compte les erreurs dans la mesure de flux et de l'amplification gravitationnelle, ainsi que la correction de complétude. Pour chaque LAE, le volume maximum dans lequel il pouvait être détecté à été précisément calculé.

– Les premiers résultats de cette analyse sur A1689 ont été publiés dans un article de rang A (Bina et al. 2016), dans lequel nous avons utilisé les 17 LAEs détectés avec des luminosités corrigées dans l'intervalle $40.5 \leqslant \log(\mathrm{Ly}\alpha) \leqslant 42.5$ pour contraindre la pente de la FdL, par comparaison avec les travaux existants dans la littérature et sensibles uniquement à la partie brillante de la FdL (c'est-à-dire à L* et à la normalisation $\phi*$ dans la paramétrisation de Schechter). La conclusion a été que la pente observée était compatible avec une valeur $\alpha \lesssim -1.5$, et incompatible avec des pentes plus faibles.

– Nous avons collecté ~ 160 LAEs sur l'ensemble des quatre amas étudiés et procédé à une analyse complète afin de déterminer la FdL globale, ainsi que la FdL en fonction du redshift. L'échantillon couvre un domaine de luminosité entre $39 < \log(\mathrm{Ly}\alpha) < 42.5$. Les plus faibles d'entre eux proviennent des données de A2744 qui comptabilise plus de 18h d'observation pour un champ quatre fois plus grand que les trois autres amas. Environ un tiers des LAEs n'ont pas de contrepartie dans le continuum sur les images HST, pourtant profondes, ce qui signifie qu'ils auraient été perdus sur des relevés avec présélection photométrique. Des halos Lyα étendus ont également été observés.

– En ce qui concerne la FdL, nous avons obtenu une pente autour de $\alpha \sim -2$ pour l'ensemble des LAEs, et une évolution de cette pente entre ~ -2 et -2.7 entre $z \sim 3-4$ et $z \sim 5-7$. Ce résultat est peu dépendant des échantillons utilisés dans la partie brillante ($\log(\mathrm{Ly}\alpha) \gtrsim 42.5$) pour compléter nos propres données, qui ne sont sensibles seulement qu'à la pente α et à la normalisation. Les pentes mesurées sont parmi les plus raides observées à ce jour, et confirment la contribution significative des LAEs faibles à la réionisation cosmique.

Ce travail de thèse ouvre des perspectives intéressantes pour les études à venir à l'aide du *James Webb Space Telescope*, qui devrait sonder spectroscopiquement le domaine à $z > 7$, et aussi sur l'instrumentation pour le futur E-ELT. Il permet aussi de préparer le travail qui sera réalisé dans les années qui viennent avec le spectrographe multi-objets proche-IR EMIR sur le GTC (télescope de 10m aux îles Canaries, Espagne), et le relevé associé EMIR/GOYA, qui sera conduit avec le temps garanti obtenu par le consortium. L'instrument est en cours de commissionning et devrait commencer ses observations en 2017. Les observations avec EMIR seront efficaces surtout pour cibler les sources identifiées photométriquement à $z > 7$ (i.e. pendant la réionisation) en se focalisant sur les galaxies les plus lumineuses intrinsèquement.

BIBLIOGRAPHIE

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, Physical Review Letters, 116, 061102

Atek, H., Richard, J., Jauzac, M., et al. 2015a, ApJ, 814, 69

Atek, H., Richard, J., Kneib, J.-P., et al. 2014, ArXiv e-prints [arXiv:1409.0512]

Atek, H., Richard, J., Kneib, J.-P., et al. 2015b, ApJ, 800, 18

Bacon, R., Brinchmann, J., Richard, J., et al. 2015, A&A, 575, A75

Bacon, R., Vernet, J., Borisova, E., et al. 2014, The Messenger, 157, 13

Barkana, R. & Loeb, A. 2001, Phys. Rep., 349, 125

Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003, ApJS, 148, 1

Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393

Bina, D., Pelló, R., Richard, J., et al. 2016, A&A, 590, A14

Blanc, G. A., Adams, J. J., Gebhardt, K., et al. 2011, ApJ, 736, 31

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2015a, ApJ, 811, 140

Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2015b, ApJ, 803, 34

Bouwens, R. J., Smit, R., Labbé, I., et al. 2016, ApJ, 831, 176

Bouwens, R. J., Thompson, R. I., Illingworth, G. D., et al. 2004, ApJ, 616, L79

Boylan-Kolchin, M., Bullock, J. S., & Garrison-Kimmel, S. 2014, MNRAS, 443, L44

Boylan-Kolchin, M., Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., & Lemson, G. 2009, MNRAS, 398, 1150

Broadhurst, T. J., Taylor, A. N., & Peacock, J. A. 1995, ApJ, 438, 49

Cassata, P., Le Fèvre, O., Garilli, B., et al. 2011, A&A, 525, A143

Clément, B., Cuby, J.-G., Courbin, F., et al. 2012, A&A, 538, A66

Coe, D., Benítez, N., Broadhurst, T., & Moustakas, L. A. 2010, ApJ, 723, 1678

Coe, D., Zitrin, A., Carrasco, M., et al. 2013, ApJ, 762, 32

Czoske, O. 2004, in IAU Colloq. 195 : Outskirts of Galaxy Clusters : Intense Life in the Suburbs, ed. A. Diaferio, 183–187

Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2007, ApJ, 671, 1227

Drake, A. B., Guiderdoni, B., Blaizot, J., et al. 2016, ArXiv e-prints [arXiv:1609.02920]

Dressler, A., Henry, A., Martin, C. L., et al. 2015, ApJ, 806, 19

Duncan, K. & Conselice, C. J. 2015, MNRAS, 451, 2030

Einstein, A. 1915a, Sitzungsber. preuss.Akad. Wiss., vol. 47, No.2, pp. 831-839, 1915, 47, 831

Einstein, A. 1915b, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin), Seite 778-786.

Ellis, R. S. 2014, ArXiv e-prints [arXiv:1411.3330]

Fan, X., Narayanan, V. K., Strauss, M. A., et al. 2002, AJ, 123, 1247

Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, AJ, 132, 117

Frye, B. L., Coe, D., Bowen, D. V., et al. 2007, ApJ, 665, 921

Hayes, M. 2015, PASA, 32, e027

Hayes, M., Laporte, N., Pelló, R., Schaerer, D., & Le Borgne, J.-F. 2012, MNRAS, 425, L19

Henry, A. L., Martin, C. L., Dressler, A., Sawicki, M., & McCarthy, P. 2012, ApJ, 744, 149

Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., et al. 2013, ApJS, 208, 19

Hu, E. M., Cowie, L. L., Barger, A. J., et al. 2010, ApJ, 725, 394

Infante, L., Zheng, W., Laporte, N., et al. 2015, ApJ, 815, 18

Jauzac, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2015, MNRAS, 452, 1437

Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., et al. 2007, New Journal of Physics, 9, 447

Kashikawa, N., Shimasaku, K., Matsuda, Y., et al. 2011, ApJ, 734, 119

Kneib, J.-P. & Natarajan, P. 2011, A&A Rev., 19, 47

Konno, A., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2014, ApJ, 797, 16

Kragh, H. 2007, Conceptions of Cosmos : From Myths to the Accelerating Universe : A History of Cosmology (OUP Oxford)

Laporte, N., Infante, L., Troncoso Iribarren, P., et al. 2016, ApJ, 820, 98

Laporte, N., Streblyanska, A., Clement, B., et al. 2014, A&A, 562, L8

Laporte, N., Streblyanska, A., Kim, S., et al. 2015, A&A, 575, A92

Limousin, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2007, ApJ, 668, 643

Loeb, A. & Barkana, R. 2001, ARA&A, 39, 19

Loeb, A. & Rybicki, G. B. 1999, ApJ, 524, 527

Maizy, A., Richard, J., de Leo, M. A., Pelló, R., & Kneib, J. P. 2010, A&A, 509, A105

Malhotra, S., Rhoads, J. E., Finkelstein, S. L., et al. 2012, ApJ, 750, L36

Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee, Jr., R. E., et al. 1990, ApJ, 354, L37

McGreer, I. D., Jiang, L., Fan, X., et al. 2013, ApJ, 768, 105

Ota, K., Iye, M., Kashikawa, N., et al. 2010, ApJ, 722, 803

Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, ApJS, 176, 301

Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, ApJ, 723, 869

Parsons, A. R., Liu, A., Aguirre, J. E., et al. 2014, ApJ, 788, 106

Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. 1967, ApJ, 147, 868

Pello, R. 2004, Morphology of z ˜ 7-10 galaxies viewed through gravitational telescopes, HST Proposal

Planck Collaboration, Adam, R., Aghanim, N., et al. 2016, ArXiv e-prints [arXiv:1605.03507]

Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2015, ArXiv e-prints [arXiv:1502.01589]

Pober, J. C., Liu, A., Dillon, J. S., et al. 2014, ApJ, 782, 66

Postman, M., Coe, D., Benítez, N., et al. 2012, ApJS, 199, 25

Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., et al. 2008, ApJ, 681, 856

Richard, J., Jones, T., Ellis, R., et al. 2011, MNRAS, 413, 643

Richard, J., Smith, G. P., Kneib, J.-P., et al. 2010, MNRAS, 404, 325

Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J.-P., Richard, J., & Kuijken, K. 2004, ApJ, 606, 683

Schechter, P. 1976, ApJ, 203, 297

Schenker, M. A., Ellis, R. S., Konidaris, N. P., & Stark, D. P. 2014, ApJ, 795, 20

Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E. 1992, Gravitational Lenses, 112

Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., et al. 2006, PASJ, 58, 313

Shioya, Y., Taniguchi, Y., Sasaki, S. S., et al. 2009, ApJ, 696, 546

Soto, K. T., Lilly, S. J., Bacon, R., Richard, J., & Conseil, S. 2016, MNRAS, 458, 3210

Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Dickinson, M., Giavalisco, M., & Pettini, M. 1998, ArXiv Astrophysics e-prints [astro-ph/9812167]

Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, ApJ, 462, L17

Steigman, G. 2006, International Journal of Modern Physics E, 15, 1

Thatte, N., Tecza, M., Clarke, F., et al. 2010, in Proc. SPIE, Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, 77352I

Tilvi, V., Papovich, C., Finkelstein, S. L., et al. 2014, ApJ, 794, 5

Tilvi, V., Rhoads, J. E., Hibon, P., et al. 2010, ApJ, 721, 1853

Tody, D. 1993, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 52, Astronomical Data Analysis Software and Systems II, ed. R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes, 173

Trenti, M. & Stiavelli, M. 2008, ApJ, 676, 767

Verhamme, A., Dubois, Y., Blaizot, J., et al. 2012, A&A, 546, A111

Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, Nature, 279, 381

Wisotzki, L., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2016, A&A, 587, A98

Yajima, H., Li, Y., Zhu, Q., et al. 2014, MNRAS, 440, 776

Zwicky, F. 1937, Phys. Rev., 51, 290

TABLE DES FIGURES

1.1 Représentation du monde par Ptolémée : illustration du géocentrisme qui était le paradigme de l'Antiquité jusqu'au début du Moyen-Âge.
Crédits : Edward Grant, *Celestial Orbs in the Latin Middle Ages*, Isis, Vol. 78, No. 2 (1987). 18

1.2 Représentation du monde de Copernic : le Soleil se situe maintenant au centre et les planètes gravitent autour de lui. C'est une révolution majeure en ce que l'Homme n'est plus au centre de l'Univers, changement que l'Église catholique a mis du temps à accepter.
Crédits : Andreas Cellarius, *Harmonia Macrocosmica* (1660). 19

1.3 Illustration de deux trous noirs qui fusionnent. Cent ans après la publication de la théorie de la relativité générale d'Einstein, la détection des ondes gravitationnelles créées à la toute fin de cette fusion par Abbott et al. 2016 est une preuve observationnelle de plus qui consolide la théorie.
Crédits : le projet Simulating eXtreme Spacetimes (SXS). 21

1.4 Image du Fond Diffus Cosmologique prise par le satellite Planck en 2013. Sur cette carte, on voit les fluctuations minimes de température ($\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$) correspondant à des fluctuations de densité de matière qui donneront par la suite les grandes structures que l'on observe aujourd'hui. Pour obtenir cette carte, l'émission de la Voie Lactée a été soustraite, ainsi que l'effet de dipole introduit par l'ensemble du mouvement du système solaire par rapport au CMB.
Crédits : ESA & la collaboration Planck. 23

1.5 Différentes géométries que prend l'Univers selon que la courbure de l'espace soit positive, négative ou nulle respectivement de haut en bas.
Crédits : NASA. 25

1.6 Schéma illustrant l'effet de lentille gravitationnelle. Un objet très massif situé sur la ligne de visée amplifie et déforme les rayons lumineux provenant des sources d'arrière-plan.
Crédits : NASA/ESA. 29

1.7 Schéma du chemin optique parcouru par la lumière à travers la lentille (L) provenant d'une source (S) dont l'observateur (O) voit l'image (I). On peut voir également l'angle de déflection α (Eq. 1.14) ainsi que le paramètre d'impact r.
Crédits : Bardeau (2004). 30
1.8 Schéma illustrant le temps cosmique, du Big Bang jusqu'à aujourd'hui. Nous estimons aujourd'hui que la période de réionisation de l'Univers se situe entre $z \simeq 10$ et $z \simeq 6$.
Crédits : NASA/ESA. 31
1.9 Schéma représentant l'effet Gunn-Peterson. La forêt Lyman-alpha provient du fait que l'hydrogène neutre disséminé sur la ligne de visée absorbe les photons de la source lumineuse.
Crédits : S. George Djorgovski (Caltech). 33
1.10 Illustration de la simulation Millennium pour un halo massif à $z = 0$. On voit clairement la structure filamentaire que l'Univers a aujourd'hui.
Crédits : Boylan-Kolchin et al. 2009. 35
1.11 Exemple d'une Lyman-Break Galaxy qui n'apparaît qu'à partir du filtre F105W. Un second break est d'ailleurs visible entre 3.6 μm et 4.5μm : c'est le break de Balmer, seconde discontinuité à 4000Å.
Crédits : Laporte et al. 2014. 36
1.12 Diagrammes couleur-couleur établis pour les champs XDF, HUDF09-1, HUDF09-2, CANDELS-GN, et CANDELS-GS à partir des données du HST. Les courbes bleues sont les galaxies qui forment des étoiles en fonction du redshift pour différentes valeur de la pente β du continuum UV. Les courbes rouges sont les objets contaminants attendus en fonction du redshift. Les points noirs sont les galaxies détectées dans le champ XDF. La zone grisée contient les galaxies retenues par les critères de sélection.
Crédits : Bouwens et al. 2015b 38
1.13 Raies de désexcitation de l'atome d'hydrogène. La raie Lyman-alpha est la toute première, celle de plus petite énergie (10.2eV) et de plus grande longueur d'onde (1216Å) entre les états $n = 2$ et $n = 1$.
Crédits : site internet CK-12. 39
1.14 Images de galaxies Lyman-alpha observées avec le spectrographe COS du HST dans l'Univers local. Les couleurs correspondent à Hα en rouge, l'ultraviolet profond en vert et la raie Lyα en bleu.
Crédits : Hayes 2015. 39
1.15 Évolution de la fonction de luminosité des LBGs pour des redshifts compris entre $4 \leqslant z \leqslant 8$.
Crédits : Bouwens et al. 2015b. 41
1.16 Évolution de la fonction de luminosité des LBGs en fonction du redshift après avoir normalisé les FdLs pour qu'elles aient environ la même densité à une magnitude de $M = -21.1$, ce qui permet de comparer exclusivement les pentes. Il est nettement visible que le nombre de sources faibles augmente avec le redshift.
Crédits : Bouwens et al. 2015b. 42

2.1 Illustration du découpage par MUSE d'une image d'abord en 24 tranches, elles-mêmes découpées par la suite en 48 autres « mini-tranches ». Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE. 45
2.2 Photographies du séparateur de champ et du *slicer* (à gauche et à droite respectivement) que contient MUSE pour découper une première fois l'image en 24 tranches et pour redécouper chacune de ces tranches en 48 autres « mini-tranches ». Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE. 46
2.3 Figure représentant la résolution spectrale de l'instrument MUSE en fonction de la longueur d'onde. Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE. 46
2.4 Représentation du « Slow Guiding System »de MUSE, où des étoiles de référence servent à corriger en temps réel la direction pointée par le télescope. Crédits : Manuel d'utilisateur de MUSE. 47
2.5 Première étape de réduction des données MUSE où les diverses calibrations et corrections sont effectuées. Crédits : Manuel du pipeline de MUSE. 49
2.6 Seconde étape de réduction des données MUSE où les 24 IFUs sont combinés pour donner un seul cube en sortie. Crédits : Manuel du pipeline de MUSE. 50
2.7 Image couleur de l'amas de galaxies Abell 1689 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F450W pour le bleu, F606W pour le vert et F814W pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 190 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.184$. 55
2.8 Image couleur de l'amas de galaxies Abell 2390 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F555W pour le bleu, F814W pour le vert et F850LP pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 220 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.228$ 56
2.9 Image couleur de l'amas de galaxies Abell 2667 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F450W pour le bleu, F606W pour le vert et F814W pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 220 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.233$ 56
2.10 Image couleur de l'amas de galaxies Abell 2744 observé par le HST. Les bandes utilisées sont F435W pour le bleu, F606W pour le vert et F814W pour le rouge. Le champ de vue de MUSE est représenté par le carré blanc, dont le côté correspond à 560 kpc sur le plan de l'amas à $z = 0.318$ 57
2.11 Lignes critiques de l'amas A2667 pour un redshift $z = 3.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F814W et F850LP. Les lignes critiques sont en rouge. 57
2.12 Lignes critiques de l'amas A2667 pour un redshift $z = 3.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F450W et F606W. Les lignes critiques sont en rouge. 58

2.13 Lignes critiques de l'amas A2744 pour un redshift $z = 3.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F435W et F606W. Les lignes critiques sont en rouge. 58

2.14 Cartes d'amplification des quatre amas utilisés dans cette étude à $z = 3.5$ pour chacune d'entre elles. Dans l'ordre de lecture : A1689, A2390, A2667 et A2744. Il s'agit des cartes projetées sur le plan image, les trois premières montrant en plus le masque des galaxies brillantes. 59

3.1 Carte d'amplification de l'amas A1689 pour un redshift $z = 4.5$. Deux images HST ont été utilisées pour les filtres bleu et vert, respectivement F475W et F625W. Les lignes critiques sont en rouge. 65

3.2 Luminosité des sources en fonction du redshift (échelle logarithmique). En gris les LAEs détectés grâce à la méthode des images en bande étroite : $2 \leqslant z \leqslant 3.8$ (Blanc et al. 2011) (HETDEX Pilot Survey), $2.7 \leqslant z \leqslant 3.8$ (triangles) (Rauch et al. 2008), $z \sim 4.9$ (Shioya et al. 2009), $z \sim 5.7$ (Shimasaku et al. 2006,Ouchi et al. 2008,Henry et al. 2012, Hu et al. 2010), et $z \sim 6.5$ (Ouchi et al. 2010,Hu et al. 2010,Kashikawa et al. 2011) ; en bleu les LAEs détectés dans le HDFS avec 27 heures de pose MUSE (Bacon et al. 2015) ; en rouge nos $3 \leqslant z \leqslant 7$ LAEs détectés derrière A1689 avec 1h50 de pose. On peut remarquer que les LAEs trouvés avec MUSE ne sont pas contraints en redshift comme le sont les autres d'une part, et que d'autre part nos LAEs atteignent des valeurs de luminosité beaucoup plus basses grâce à l'effet de lentille gravitationnelle procuré par l'amas de galaxies. 67

3.3 Histogrammes des émetteurs Lyman-alpha simulés en bleu et parmi eux ceux détectés en orange pour A1689. 70

3.4 Complétude en fonction du flux observé des émetteurs Lyman-alpha derrière A1689. À titre d'exemple, on voit que l'on est complet à 50% pour un flux F $\sim 1 \times 10^{-17}$ erg.cm^{-2}.s^{-1}. 71

3.5 Les courbes tracées sont les fonctions de luminosité de la littérature pour différentes valeurs des paramètres $\phi*$, $L*$ et α, et ce pour différents redshifts. Les points bleus correspondent à nos 17 LAEs détectés derrière A1689 sans avoir pris en compte la complétude. Une conclusion préliminaire que nous en avons tirée est que nos points vont dans le sens d'une pente plus raide que plate, i.e. plus proche de $\alpha = -2$ que de $\alpha = -1.5$ ou -1. Cela signifierait qu'il y a effectivement un plus grand nombre de sources à faible luminosité, celles qui sont susceptibles d'avoir réionisé l'Univers. 72

4.1 Luminosités en fonction du redshift pour les LAEs de notre échantillon et d'autres de la littérature. Cette figure n'est autre que la Fig. 3.2 mise à jour avec le reste de notre échantillon. On voit clairement la puissance de MUSE qui permet d'atteindre des luminosités jusqu'à cent fois plus faible que pour les LAEs de la littérature, et ce sans aucune présélection photométrique. 83

4.2 Distribution en redshift des 161 LAEs que l'on a détectés derrière les quatre amas de galaxies A1689, A2389, A2667 et A2744. On peut remarquer une surdensité autour de $z \sim 4$ et une absence totale de source pour $z \sim 4.5$, effets de structure dus notamment au fait que le volume total exploré est petit. 84

4.3 Distribution en luminosité des 161 LAEs que l'on a observés derrière les quatre amas de galaxies A1689, A2389, A2667 et A2744. Grâce à l'effet de lentille gravitationnelle, on a pu détecter de nombreuses sources faibles à log(L) $<$ 42, et même un certain nombre pour log(L) $<$ 41, ce qui permet de contraindre la pente de la FdL bien mieux que ce qui s'est fait auparavant. 85

4.4 Cartes d'amplification directement projetées dans le plan source à $z = 3.5$ pour A2667 (a), A2744 (b), A1689 (c) et A2390 (d). 86

4.5 Illustration des différents sous-cubes extraits du cube MUSE pour la mesure de flux d'un LAE.
Crédits : Dany Giletto et David Bina. 88

4.6 Flux en fonction de l'amplification pour les 17 LAEs de A1689. Chaque droite représente la fonction $F_{intrinsèque} \times \mu$ propre à chaque source, avec $F_{intrinsèque}$ le flux restframe de la source, directement calculable à partir de l'équation 1.8 avec la luminosité corrigée de l'amplification. Chaque objet se trouve donc sur cette droite aux valeurs de son flux et de son amplification. La droite horizontale en tirets repérésente le flux limite au-dessous duquel un objet n'est plus détectable dans le cube, ce qui signifie que le recoupement d'une droite avec cette limite donne l'amplification seuil μ_{lim} en dessous de laquelle la source ne peut pas être vue. Le volume maximal V_{max} est alors représenté par la surface colorée, qui n'est autre que le volume que l'on calcule comme indiqué dans la Sect. 3.3 en ajoutant la condition que $\mu > \mu_{lim}$. La figure du bas est un agrandissement de la figure du haut (partie en bas à gauche) pour que l'on puisse mieux voir les μ_{lim} de chaque source. . 90

4.7 Fonction de luminosité globale, c'est-à-dire en considérant tous les LAEs sans distinction en redshift. La courbe grise correspond à la FdL en prenant en compte les points de la littérature. La courbe bleu sarcelle est la FdL en ne prenant que nos LAEs. On voit que les pentes sont légèrement différentes, passant de $\alpha \sim -2$ à $\alpha = -2.25$. On remarque aussi un « saut » pour 41 $<$ log(L) $<$ 42, probablement dû à une surdensité de sources autour de $z \sim 4$. 92

4.8 Fonctions de luminosité pour $2.9 < z < 4$. En magenta la FdL en prenant en compte les points de la littérature. En bleu la FdL en ne prenant que nos LAEs et en fixant $L* = 43.25$. On obtient deux FdL très semblables avec comme pente $\alpha = -2.12$ et $\alpha = -2.05$ respectivement. 94

4.9 Fonction de luminosité pour $4 < z < 5$. En marron la FdL en prenant en compte les points de la littérature. En vert la FdL en ne prenant que nos LAEs et en fixant $\phi* = 1.7{\times}10^{-4}$. On obtient deux FdL semblables avec deux pentes assez proches, $\alpha = -2.56$ pour la première et $\alpha = -2.47$ pour la seconde. 95

4.10 Fonction de luminosité pour $5 < z < 6.7$. En orange la FdL en prenant en compte les points de la littérature. En rouge la FdL en ne prenant que nos LAEs et en fixant $L* = 43.39$. On obtient deux FdL semblables avec deux pentes assez différentes, $\alpha = -2.92$ pour la première et $\alpha = -2.67$ pour la seconde. 96
4.11 Évolution de la fonction de luminosité des LAEs en fonction du redshift. En bleu pour $2.9 < z < 4$, en vert pour $4 < z < 5$ et en rouge pour $5 < z < 6.7$. L'augmentation de la pente α en fonction du redshift est visible directement, passant de -2.05 à -2.67. 97
4.12 Intervalles de confiance $\phi* = f(\alpha)$ sur le plan $L* = 43.25$ pour les deux cas où les points de la littérature sont pris en compte (magenta) et lorsqu'on ne prend que nos LAEs (bleu) à 1, 2 et 3σ. La figure en haut à gauche est un agrandissement pour le premier cas. 98
4.13 Intervalles de confiance $L* = f(\alpha)$ sur le plan $\phi* = 1.7 \times 10^{-4}$ pour les deux cas où les points de la littérature sont pris en compte (marron) et lorsqu'on ne prend que nos LAEs (vert) à 1, 2 et 3σ. La figure en haut à gauche est un agrandissement pour le premier cas. 99
4.14 Intervalles de confiance $\phi* = f(\alpha)$ sur le plan $L* = 43.39$ pour les deux cas où les points de la littérature sont pris en compte (orange) et lorsqu'on ne prend que nos LAEs (rouge) à 1, 2 et 3σ. La figure en haut à gauche est un agrandissement pour le premier cas. 100

5.1 Densités de taux de formation stellaire (SFRd) de nos LAEs en prenant la même borne inférieure que Cassata (carrés bleus, log(L)$\sim$41.3) et la limite de nos observations (carrés magenta, log(L) = 40.5). Sont représentés ensuite les SFRd de Cassata et al. 2011 (ronds rouges) ainsi que les différents points de la littérature pour les SFRd dérivées des LBGs entre z$\sim 0 - 10$. La zone orangée correspond à la SFRd nécessaire pour pouvoir ioniser l'Univers, les valeurs d'émissivité venant de Bouwens et al. 2015a pour 1σ (orange foncé) et 2σ (orange clair). Le nombre de photons ionisants produits par les LAEs observés avec MUSE à un redshift $z \sim 6$ semble suffisant, même si ce résultat reste préliminaire avec des incertitudes relativement grandes. 109

LISTE DES TABLEAUX

2.1 Tableau récapitulatif de l'échantillon total d'amas de galaxies utilisé lors de cette étude. 55

4.1 Paramètres principaux utilisés pour définir le modèle de lentille de A1689. Ce tableau est une mise à jour de la table 3 de (Limousin et al. 2007). 76
4.2 Paramètres principaux utilisés pour définir le modèle de lentille de A2667. 76
4.3 Paramètres principaux utilisés pour l'amas A2390. Ce modèle est une version améliorée de celui publié par Richard et al. 2010, en incluant les nouvelles images multiples découvertes avec MUSE (voir aussi Pello, Bina et al., en préparation). 77
4.4 Paramètres principaux utilisés par pour l'amas A2744 (Mahler et al., en préparation). 77
4.5 Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A1689. . . . 78
4.6 Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A2390. . . . 78
4.7 Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A2667. . . . 79
4.8 Catalogue des LAEs détectés derrière l'amas de galaxies A2744. . . 79
4.9 Volumes comobiles situés derrière les amas-lentilles de notre échantillon en ayant masqué au préalable les galaxies brillantes de l'amas. 83
4.10 Récapitulatif des différents paramètres de la fonction de Schechter pour les FdL de nos LAEs lorsqu'on prend en considération les points de la littérature. 101
4.11 Récapitulatif des différents paramètres de la fonction de Schechter pour les FdL de nos LAEs seuls. 101

B.1 Catalogue final des LAEs détectés derrière les quatre amas de galaxies A1689, A2390, A2667, A2744. 143

ANNEXE A

Article Bina et al. 2016

Astronomy & Astrophysics manuscript no. A1689_final
April 7, 2016
©ESO 2016

MUSE observations of the lensing cluster Abell 1689

D. Bina[1,2], R. Pelló[1,2], J. Richard[3], J. Lewis[1,2], V. Patrício[3], S. Cantalupo[4], E. C. Herenz[5], K. Soto[4], P. M. Weilbacher[5], R. Bacon[3], J. D. R. Vernet[6], L. Wisotzki[5], B. Clément[3], J. G. Cuby[7], D. J. Lagattuta[3], G. Soucail[1,2], and A. Verhamme[3,8]

[1] Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP; Toulouse, France

[2] CNRS; IRAP; 14, avenue Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France
e-mail: dbina@irap.omp.eu,rpello@irap.omp.eu
[3] Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France
e-mail: johan.richard@univ-lyon1.fr
[4] ETH Zurich, Institute of Astronomy, Wolfgang-Pauli-Str. 27, CH-8093 Zurich, Switzerland
e-mail: cantal@ucolick.org
[5] Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany
e-mail: cherenz@aip.de
[6] European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Straße 2, 85748, Garching, Germany
e-mail: jvernet@eso.org
[7] Aix-Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France
e-mail: jean-gabriel.cuby@lam.fr
[8] Geneva Observatory, University of Geneva, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland
e-mail: Anne.Verhamme@unige.ch

Received ; accepted

ABSTRACT

Context. This paper presents the results obtained with the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) for the core of the lensing cluster Abell 1689, as part of MUSE's commissioning at the ESO Very Large Telescope.
Aims. Integral-field observations with MUSE provide a unique view of the central 1×1 arcmin^2 region at intermediate spectral resolution in the visible domain, allowing us to conduct a complete census of both cluster galaxies and lensed background sources.
Methods. We performed a spectroscopic analysis of all sources found in the MUSE data cube. Two hundred and eighty-two objects were systematically extracted from the cube based on a guided-and-manual approach. We also tested three different tools for the automated detection and extraction of line emitters. Cluster galaxies and lensed sources were identified based on their spectral features. We investigated the multiple-image configuration for all known sources in the field.
Results. Previous to our survey, 28 different lensed galaxies displaying 46 multiple images were known in the MUSE field of view, most of them were detected through photometric redshifts and lensing considerations. Of these, we spectroscopically confirm 12 images based on their emission lines, corresponding to 7 different lensed galaxies between $z = 0.95$ and 5.0. In addition, 14 new galaxies have been spectroscopically identified in this area thanks to MUSE data, with redshifts ranging between 0.8 and 6.2. All background sources detected within the MUSE field of view correspond to multiple-imaged systems lensed by A1689. Seventeen sources in total are found at $z \geq 3$ based on their Lyman-α emission, with Lyman-α luminosities ranging between $40.5 \lesssim \log(\mathrm{Ly}\alpha) \lesssim 42.5$ after correction for magnification. This sample is particularly sensitive to the slope of the luminosity function toward the faintest end. The density of sources obtained in this survey is consistent with a steep value of $\alpha \leq -1.5$, although this result still needs further investigation.
Conclusions. These results illustrate the efficiency of MUSE in characterizing lensing clusters on one hand and in studying faint and distant populations of galaxies on the other hand. In particular, our current survey of lensing clusters is expected to provide a unique census of sources responsible for the reionization in a representative volume at z∼4-7.

Key words. Integral Field Spectroscopy – Gravitational lensing: strong – Galaxies: high-redshift – Galaxies: clusters: individual: Abell 1689

1. Introduction

Clusters of galaxies are recognized to be the most efficient gravitational lenses in the Universe (see, e.g., Kneib & Natarajan 2011, and the references therein). For almost 30 years since their discovery, they have allowed the astrophysical community to detect extremely faint and distant sources that would otherwise be inaccessible. Strong magnification in the core of lensing clusters has opened a brand-new type of observational approach to characterize the most distant or faint sources while reducing the selection bias in luminosity. Many high-redshift sources have been identified and studied using this approach during the last years (see, e.g., Zheng et al. 2012; Coe et al. 2013; Laporte et al. 2015; Atek et al. 2015). Cluster lenses have also contributed to constrain the luminosity function for galaxies at high-z down to the faintest limits, often through dedicated surveys (Bradley et al. 2014; Ishigaki et al. 2015; Atek et al. 2015). Using lensing clusters as efficient gravitational telescopes requires a detailed knowledge of the mass distribution, which in turn depends on

the correct identification of multiply imaged systems in the cluster core (Zitrin et al. 2011; Richard et al. 2014).

This paper presents the results obtained with the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE Bacon et al. 2010) of the core of the lensing cluster Abell 1689 (hereafter A1689), as part of MUSE's commissioning at the ESO Very Large Telescope. This cluster has been extensively studied during the past 20 years because it is one of the most efficient strong-lensing clusters currently known. Previous analysis of A1689 discovered a large number of multiple images. Coe et al. (2010, hereafter C10) used 135 images of 42 galaxies identified within the central ∼400 kpc diameter region to constrain their mass model. One of the most spectacular cases of a strong-lensing configuration are the Sextet Arcs, discovered in this cluster by Frye et al. (2007), and produced by a $z = 3.038$ Lyman-break galaxy (LBG). The large number of multiple images identified in this field has allowed a reliable mass reconstruction for this cluster, making it one of the best-known gravitational telescopes (see, e.g., Limousin et al. 2007; Tu et al. 2008; Coe et al. 2010). For this reason, A1689 has become a privileged line of sight along which to study the properties of faint and distant samples of background galaxies (Alavi et al. 2014).

Integral-field observations of A1689 with MUSE provide a unique view of the central 1×1 arcmin^2 region at intermediate spectral resolution in the visible domain, allowing us to conduct a complete census of both cluster galaxies and lensed background sources, in particular in the $z \sim 2.7 - 6.5$ domain. Our performance assessment of MUSE in the field of A1689 confirms the idea that this instrument is particularly well suited for the study of faint and distant populations of galaxies (see also Richard et al. 2015; Bacon et al. 2015).

The outline of this article is as follows. In Sect. 2 we describe the observations carried out on the field of A1689 and provide a summary of the data reduction and analysis process. Section 3 addresses the properties of the cluster galaxy populations as seen by MUSE. The identification of background sources lensed by A1689 is discussed in Sect. 4, in particular the spectroscopic confirmation of known multiply imaged sources as well as the discovery of new multiple systems. Implications of these results on the mass modeling of A1689 are also discussed in this section. Conclusions and perspectives are given in Sect. 5. Throughout this paper, we adopt a Λ-CDM cosmology with $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$ and $H_0 = 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}. Magnitudes are given in the AB system (Oke & Gunn 1983). All quoted redshift measurements are based on vacuum rest-frame wavelengths unless otherwise specified.

2. From MUSE data to source extraction

2.1. Observations and data reduction

The core of A1689 ($z = 0.1847$, Teague et al. 1990) was targeted with MUSE during its first commissioning run on February 9, 2014 (ESO program 60.A-9100(A)). We observed a single field of view, centered on α=13:11:30.5, δ=-01:20:41.5 (J2000) and oriented at PA=0°, covering a field of view of about 1×1 arcmin^2 (∼185×185 kpc at the redshift of the cluster). The total exposure time was ∼1.83 hours, divided into six individual exposures of 1100 seconds of integration time with a small linear dither pattern of 0.2″and no rotation between each exposure. Observations were obtained in the nominal WFM-NOAO-N mode of MUSE, in good seeing conditions ranging between ∼0.51″and 0.87″, as measured by the DIMM seeing monitor, and between ∼0.9″and 1.1″(FWHM) as measured from MUSE data cubes in the reconstructed white-light images.

MUSE data were reduced using the MUSE Data Reduction System V1.0 (Weilbacher et al. 2012, 2014), including bias, dark, flat-fielding, and geometrical corrections, basic sky subtraction, wavelength and flux calibrations, and astrometry. The six individual exposures were reduced and combined into a final datacube. Sky subtraction and correction for sky residuals were performed with the ZAP software (Zurich Atmoshere Purge Soto et al. 2016). Several versions of the MUSE datacube were performed, with different choices for the combination parameters and the correction for sky residuals. Flux calibration and telluric correction was achieved based on observations of the standard star HD49798 (O6 star). The final datacubes extend between 4750 and 9351Å, that is, 3681 spectral pixels with a scaling of 1.25Å/pixel and a spatial scale of 0.2″/pixel. The spectral resolving power varies between ∼2000 in the blue and 4000 in the red. The seeing measured on the combined exposure is ∼0.6″FWHM at 7300Å.

In addition to MUSE data, we used archive observations obtained by the Hubble Space Telescope (HST) with ACS in the optical bands (F475W, F625W, F775W, F850LP; PID 9289, PI: H. Ford). These deep images reach a limiting magnitude of AB∼28.2 in the F775W filter (5σ in a 0.2″radius aperture) (see also Alavi et al. 2014). Sources were extracted using two different approaches: a guided extraction based on the detection on HST images, and a blind detection of line-emitters using different automated tools. A color image of the HST field of view showing the footprint of the MUSE field is displayed in Fig. 1, together with the lensed sources that are spectroscopically identified or confirmed in this work.

2.2. Extraction of HST-detected sources

Sources were extracted using two different approaches. First, a catalog of objects was built with SExtractor package version 2.8 (Bertin & Arnouts 1996) based on the detection on the F775W image. Two hundred forty-five objects were detected in this way within the MUSE field of view, with Kron-like magnitudes (SExtractor MAG_AUTO) ranging between 17.0 and 28.1. Before extracting background sources in the central region from the MUSE cube, background residuals and continuum emission from bright cluster galaxies (hereafter BCGs) were fitted and removed from the MUSE cube with median filtering in both wavelength and spatial directions. The BCG area hereafter refers to the central region, which is strongly contaminated by the bright galaxies and displayed in a pink color-scale in Fig. 1. When building the catalog, ten bright sources in the cluster core that were missed by SExtractor because of severe crowding, were manually added. In addition, 23 multiple images from Coe et al. (2010) were missing from the SExtractor catalog for various reasons, mainly because they are located within or close to the central halo. They were also added to the catalog, as well as the four line emitters that were serendipitously discovered after manual inspection of the cube. This process provided 282 objects within the MUSE field of view. 1D spectra for all these sources were systematically extracted from the MUSE cube using a fixed aperture corresponding to 1.5″diameter.

Based on this guided-and-manual approach, a secure redshift could be determined for all sources up to MAG_AUTO m(775W) ∼ 21.5, most of them being cluster galaxies or stars identified based on their continuum emission. Redshifts were first measured based on manual inspection, followed by tem-

plate fitting. In total, the spectroscopic sample obtained in this way over the entire photometric catalog yields 63 cluster galaxies (49 of them with m(775W) < 21.5), 5 stars, and 24 galaxies behind the cluster, 17 of them corresponding to sources at $z \geq 3$ detected by their Lyman-α emission. The majority of these $z \geq 3$ identifications were verified manually and by lensing (see below).

2.3. Blind extraction of line emitters

The second approach was the automated (blind) detection and extraction of line emitters and continuum based on three main tools that are developed within the MUSE consortium, namely CubExtractor, LSDCat, and MUSELET. CubExtractor (Cantalupo in prep.) detects and extracts sources as connected voxels (pixels in the cube) above a given pixel-to-pixel signal-to-noise ratio (S/N) threshold, after 3D Gaussian filtering of the MUSE datacube. LSDCat (Herenz in prep.) is optimized for the extraction of compact narrow emission-line objects using a matched-filtering approach. MUSELET (for MUSE line-emission tracker, Richard in prep.) is a simple SExtractor-based tool that extracts sources displaying line-emission, regardless of whether they are linked with continuum emission. All these tools have been optimized for the extraction of line emitters in different environments. Using them in this crowded field was particularly challenging.

A systematic manual inspection was needed to exclude spurious detections, most of them coming from sky-line residuals or imperfect correction for cosmic rays (sometimes showing extended structure in the final cube). During this phase, we used three different versions of the MUSE datacube, with different choices in the parameters used for background subtraction, sky-line residuals and cosmic-ray corrections. Reliable emission lines are expected to be detected in all the cubes. The percentage of spurious detections depends on the flux level of the lines and the parameters used for the automated detection, typically ranging from a few percent for the brightest sources to as high as ∼75% for the faintest ones (e.g., flux $\sim 5\times10^{-18}$ erg/s/cm^2).

These tools used in various combinations allowed us to detect 14 new emission-line objects, most of them lacking a clear counterpart in the HST/ACS images. All line emitters extracted based on the guided-and-manual approach and discussed in the previous section were detected by one of the automated tools. All sources retained in Sect. 4 were found in all different versions of the MUSE data cubes (with and without background residuals and continuum emission subtracted). All of them yield multiple-image configurations in good agreement with lensing expectations. Based on our experience, the automated procedure was especially useful to find faint emission-line objects, with a typical flux of a few 10^{-18} erg/s/cm^2, in particular those lacking a clear detection on HST/ACS images.

3. Cluster galaxies

The spectroscopic sample obtained in the MUSE field includes 63 cluster galaxies with secure redshifts. All of them exhibit early-type spectra, excepted for two emission-line galaxies. Forty-nine of them are bright, that is, have m(775W) < 21.5. They constitute the majority of the sample within the spectroscopic completeness. Redshifts were measured based on the fit of several absorption lines with high S/N (Balmer series, MgI, Gband, etc.). The mean and the median redshifts for this sample are $z = 0.1891$ and 0.1889, respectively ($z = 0.1883$ and 0.1875 when the sample is limited to the completeness level at m(775W) ≤ 21.5). When adopting the mean redshift for the whole sample as the heliocentric reference, the velocity dispersion is found to be $\sigma = 2214 \pm 38$ km/s, in good agreement with previous findings in the literature that used more galaxies and wider regions (typically a few Mpc) (see, e.g., Teague et al. 1990; Struble & Rood 1991) This value also agrees well with the largest spectroscopic survey conducted so far on this cluster by Czoske (2004), which included 525 cluster members and displayed a velocity dispersion profile decreasing from ∼2100 km/s in the center to 1200 km/s at $\sim 3h^{-1}$Mpc from the core. Figure 2 displays the velocity distribution found in the MUSE field of view with respect to the centroid of the whole distribution, and the best Gaussian fit. The velocity dispersion does not depend on the sample and the reference used (i.e., when the center of mass is computed based on either the whole sample or the bright sample alone), all σ values are the same within a ±0.5% interval.

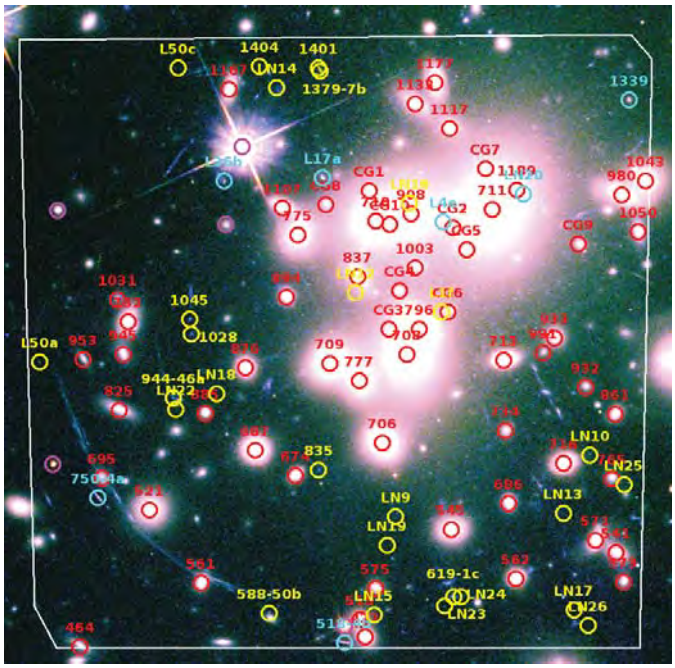


Fig. 1. Color image of A1689 obtained by combining F475W, F775W, and F850LP HST/ACS images using a logarithmic scale. The footprint of the MUSE field is displayed together with the sources spectroscopically identified in this field: cluster galaxies (red), stars (magenta), background galaxies at $z \leq 3$ (cyan), and $z \geq 3$ (yellow). Cluster galaxies that were manually extracted are labeled CG. Objects labeled LN correspond to either line emitters or multiple images lacking a counterpart in the reference catalog based on the F775W image (see text for details). North is up, east is left. A tentative spectroscopic redshift was also obtained for the long southeast arcs in this field, namely 8a and 8b in C10 (see discussion in Sect. 4.1). At the redshift of the cluster, the MUSE field is equivalent to ∼185×185 kpc.

However, Fig. 2 displays a more complex distribution than the smooth Gaussian distribution found for this cluster on larger scales. Czoske (2004), found no evidence for any substructure at $\sim 1h^{-1}$Mpc scales, but a group of bright galaxies lies at ∼350 kpc northeast of the cluster center, therefore outside the MUSE field of view, but is still visible in the velocity distribution. This group is typically interpreted as evidence for a non-relaxed state in the cluster center that is possibly due to an ongoing merger (Limousin et al. 2007). This close group skews the redshift distribution toward slightly higher redshifts ($z \geq 0.195$) and broadens the redshift distribution in the cluster core. Figure 2 also

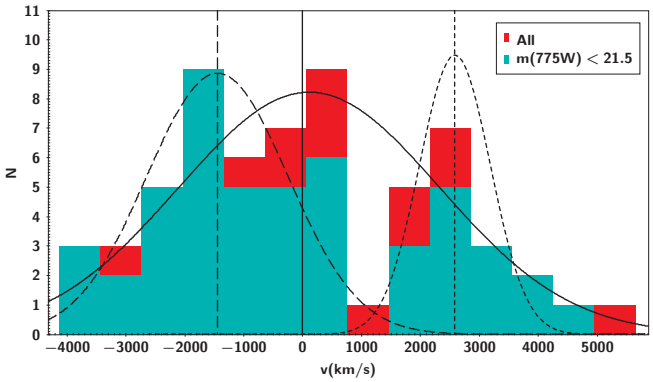


Fig. 2. Histogram showing the velocity distribution for the 63 cluster galaxies found in the MUSE field of view with respect to the centroid for the whole distribution (z = 0.1891). Solid lines display the best Gaussian fit to the whole sample. Long and short dashed lines display the best fit to the main cluster component (low-z) and the northeast group (high-z), respectively.

displays the best fit found when considering two independent components, the main cluster component with σ = 1200 ± 51 km/s, and the group component with σ = 600 ± 68 km/s. The velocity offset between the two subclumps is 4030 km/s. As a consequence of this effect, the mean redshift is slightly biased toward a higher value than in previous findings, that is, a value close to z = 0.188 compared to z = 0.184 in the references given above. The redshift of the main cluster component is fully consistent with z = 0.184. There is no obvious trend in the spatial distribution of galaxies belonging to the group across the MUSE field of view.

We have also checked the consistency between our redshifts for galaxies in the center of the cluster with respect to existing data, being aware that spectroscopic targets were more sparsely sampled in previous surveys. Three galaxies of our sample are in common with Teague et al. (1990) (708, 710, and 711 in Fig. 1), and four galaxies with Czoske (2004, and private communication), (545, 713, 777, and 732 in Fig. 1). The average difference is consistent with zero: $< dz >$=0.0001±0.001.

The results above show that MUSE is able to catch the small-scale substructure in particularly dense environments, a difficult task for standard multi-slit specrographs. This result supports the method adopted by Limousin et al. (2007, hereafter L07) to optimize the lensing mass-modeling in this cluster, based on observations by Czoske (2004) for the cluster dynamics and 32 multiply imaged systems known in this cluster at that epoch. They used a parametric reconstruction of the mass-distribution based on the superposition of two dominant dark-matter clumps, with σ = 1200 and 540 km/s, respectively, to reproduce the large-scale component. A refined version of the L07 model is used in this paper (see Sect. 4).

4. Lensed sources behind A1689

Previous to our survey, 28 different lensed galaxies displaying 46 multiple images were known in the MUSE field of view, most of them based on photometric redshifts together with lensing considerations (see, e.g., Limousin et al. 2007; Frye et al. 2007; Tu et al. 2008; Coe et al. 2010). Of these, we have been able to confirm 12 images corresponding to 7 different lensed galaxies between z = 0.95 and 5.0. These systems are described in Sect. 4.1. Fourteen new galaxies have also been spectroscopically identified in this area thanks to MUSE data, with redshifts ranging between 0.8 and 6.2, as presented in Sect. 4.2. The majority of the lensed galaxies has been identified based on their Lyman-α emission.

The lensing model used to analyze these data is the one presented in L07, based on Lenstool (Jullo et al. 2007), with some refinements to include the latest spectroscopic constraints on multiple images available in the literature for this cluster (see also Richard et al. in prep.). Table 1 provides the updated version of Table 3 in L07, summarizing the main parameters used throughout this paper for the lensing model. Dark matter halos are modeled by a truncated pseudo-isothermal elliptical mass distribution scaled to their masses, from large-scales (clumps 1 and 2, as discussed in Sect. 3) to cluster-galaxy halos. The main contributions are listed in Table 1 together with the basic scaling parameters used to model the contribution of 192 additional early-type cluster galaxies. All images detected in this small field are expected to be multiply imaged systems lensed by A1689. Our results below are fully consistent with this expectation, as discussed in Sect. 4.3.

Table 2 presents the catalog of lensed images or sources identified in this field of view. Objects labeled LN in this table (Col. 1) correspond either to line emitters or multiple images lacking a counterpart in the reference catalog based on the F775W image. When the image or source was known before, its previous identification is given in Col. 2. Line fluxes were measured after subtracting the underlying continuum. Line profiles were fitted using MPDAF tools (Piqueras et al., in preparation). A double-Gaussian profile was adopted to fit Lyman-α lines, combining two half Gaussian to better mimic the asymmetric profiles. For Lyman-α emitters, we adopted the maximum of the line as reference for redshift determinations. Figures 3 and 4 display the extracted spectra for all images after subtracting underlying continuum, grouped by lensing systems. Figure 5 displays the distribution of emission-line fluxes versus redshift measured for the brightest emission lines (usually Lyman-α) versus redshift for the 21 galaxies found behind A1689. We note that multiply imaged sources are counted only once in this diagram, and only the brightest line is shown for a given source. The median lens-corrected flux is $\sim 1.4\times10^{-18}$ erg/s/cm^2. This illustrates the effective depth achieved in this survey based on a relatively modest amount of exposure time.

4.1. Results on previously known systems

Our MUSE survey has produced some interesting results on previously known systems in this field, in particular those exhibiting emission lines. We summarize these below.

– **System 1 (619(1c) and L1f):** One of the most spectacular sources in this field is the Sextet Arc, corresponding to six separate images of a strongly lensed LBGs at z = 3.038. (Frye et al. 2007). Two images of the source are present in the MUSE field of view, namely 1c and 1f. As shown by Frye et al. (2007), this galaxy exhibits a complex behavior that is highlighted by magnification, providing an enhanced spatial resolution. The spectrum is dominated by absorption in image 1a, displaying a complex Lyman-α profile across the galaxy, whereas a strong Lyman-α emission is found in image 1c. We here confirm the redshift found for 1c and provide an additional proof of the reality of this arc by confirming the Lyman-α emission of 1f. Before our survey, only a photometric redshift was available for this image (see C10). In addition to this result, an extended emission is also observed

Table 1. Summary of the main parameters defining the lensing model. This table is an updated version of Table 3 in L07.

Mass Clump	RA (J2000)	DEC (J2000)	e	θ	r_{core}	r_{cut}	σ_0
	(1)	(1)	(2)	(3)	(kpc)	(kpc)	(km.s^{-1})
Clump 1	0.6	-8.9	0.22	91.8	100.5	1515.7	1437.3
Clump 2	-70.0	47.8	0.80	80.5	70.0	500.9	643.2
BCG	-1.3	0.1	0.50	61.6	6.3	132.2	451.6
Galaxy 1	49.1	31.5	0.60	119.3	26.6	179.6	272.8
Galaxy 2	45.1	32.1	0.79	42.6	18.1	184.8	432.7
Galaxy 3	-28.8	55.2	0.15	57.5	0.17	62.9	162.3
L* elliptical galaxy					0.15	18.2	159.6

Notes.
(1) Coordinates are in $''$with respect to the center of the field, as set by L07, namely α=13:11:29.51, δ=-01:20:27.6 (J2000)
(2) The definition of ellipticity e is the same as for L07
(3) The definition of the position angle θ is the same as for L07

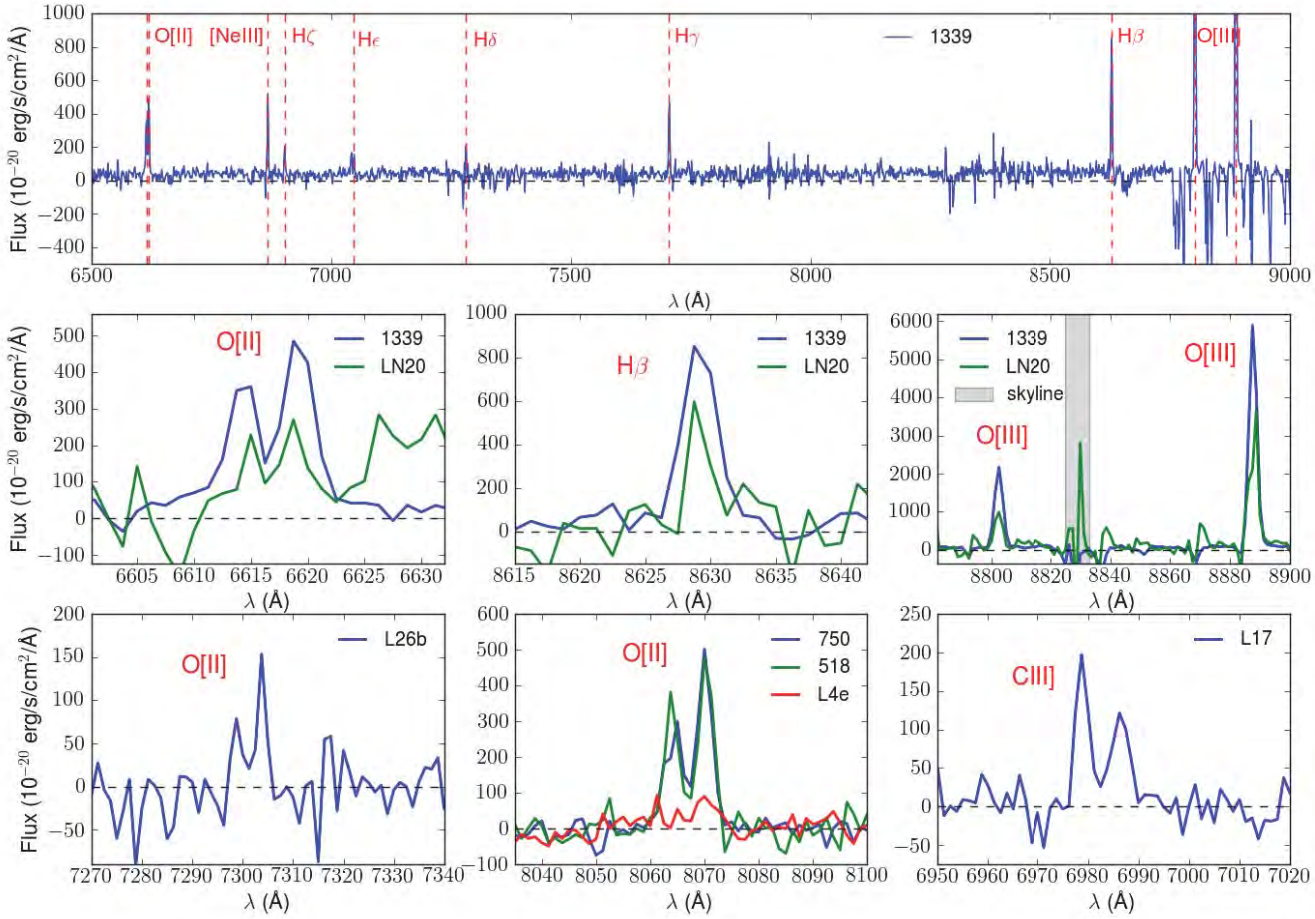


Fig. 3. Extracted spectra of all multiply imaged systems identified in the MUSE field of view at $z \leq 3$, ordered according to increasing redshift, following the identifications in Table 2. Continuum emission has been subtracted in all cases. The flux for counter-image LN20, extracted within a BCG, has been multiplied by a factor of 3 to improve readability.

associated with 619(1c), with two main Lyman-α extensions labeled LN23 and LN24 in Table 2, as shown in Fig. 6. Given the location of 1f within the BCG region and its smaller magnification, the counter images of LN23 and LN24 could not be detected.

– **System 4 (750(4a), 518(4b), and L4e):** This five-image system was described for the first time by L07, who provided a first spectroscopic z = 1.1, in agreement with the photometric redshifts derived by C10. A precise spectroscopic redshift was used by Jullo et al. (2010), fully consistent with the present value. We here spectroscopically confirm the system as being the multiple image of a source at z = 1.164, based on the detection of the same identical emission-line doublet of [OII]3727 in the three images included in the MUSE field of view.

– **System 7 (1379(7b), 1401, and LN16):** The multiply imaged system 7 was previously identified by Frye et al. (2002) and later discussed by L07 and C10, who provided a photo-

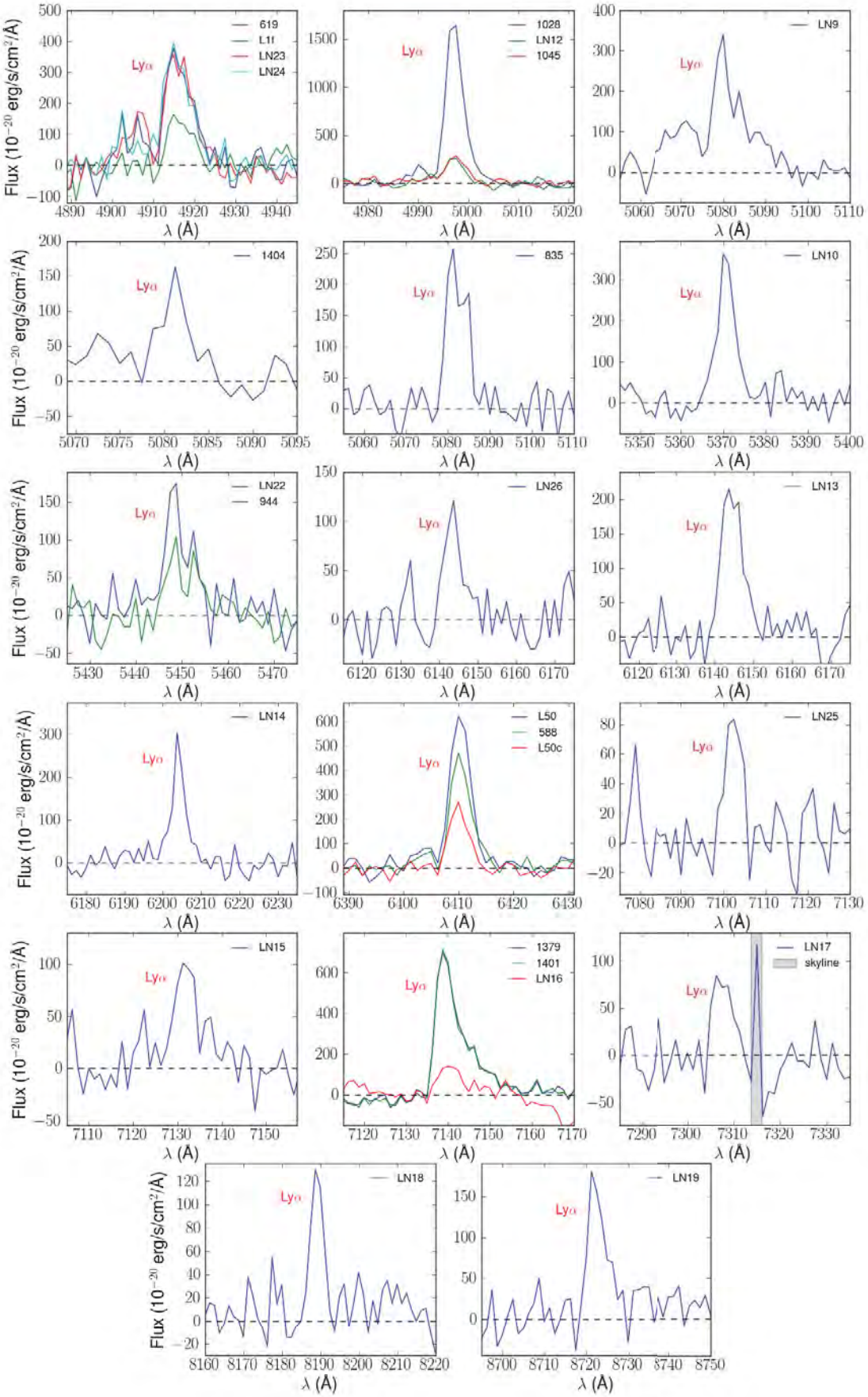


Fig. 4. Same as in Fig. 3 for multiply imaged systems at $z \geq 3$. The gray area corresponds to a strong emission-line residual.

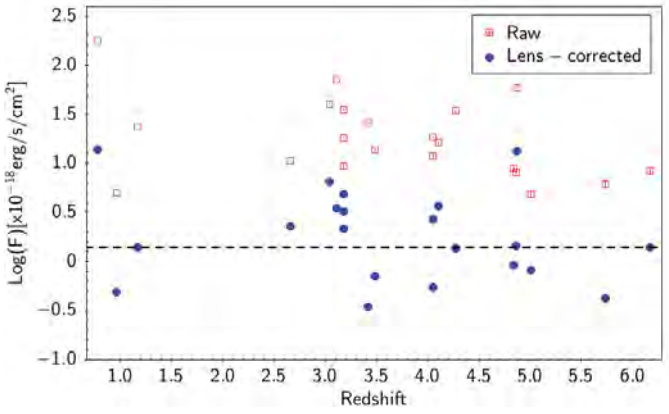


Fig. 5. Distribution of emission-line fluxes measured for the brightest emission-lines versus redshift for the 21 sources found behind A1689, with and without correction for lensing magnification. The lines used are given in Col. 3 of Table 2 (Lyman-α at $z \geq 3$). The horizontal dashed line indicates the median lens-corrected flux value. Multiply imaged sources are counted once in this diagram.

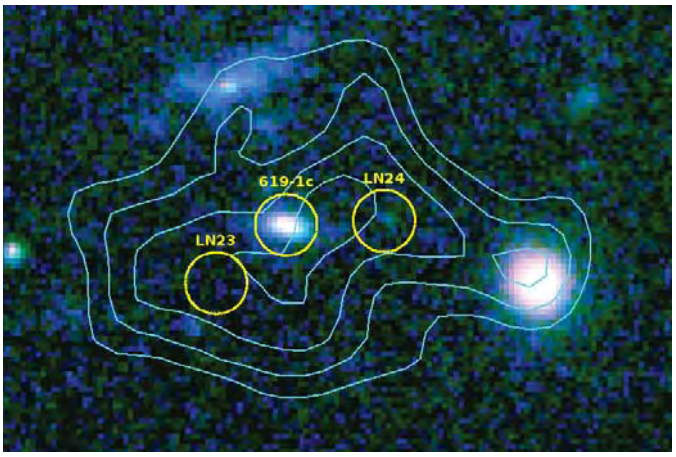


Fig. 6. Color image of A1689 obtained by combining F475W, F775W, and F850LP HST/ACS images using a logarithmic scale, showing a 6.3″× 4.2″region around 619(1c) and its extended emission. Circles have diameters of 0.60″, close to the FWHM seeing measured in the MUSE data. Cyan isocontours display flux levels for Lyman-α emission, from 0.5 to 2×10^{-19} erg/s/cm^2/pix^2, with bins of 0.5×10^{-19} erg/s/cm^2/pix^2.

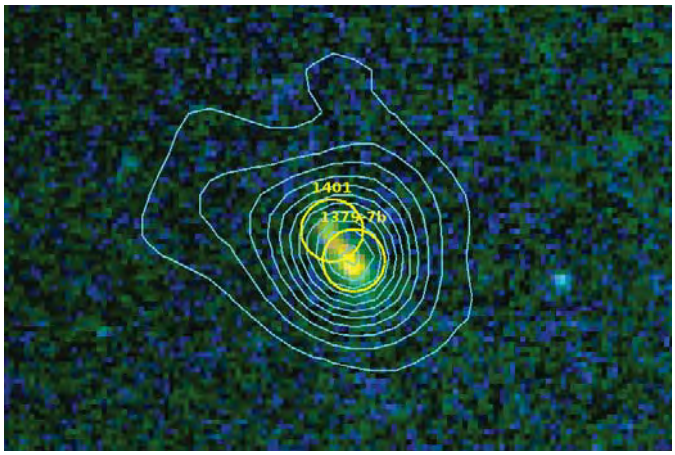


Fig. 7. Color image of A1689 obtained by combining F475W, F775W, and F850LP HST/ACS images using a logarithmic scale, showing a 6.3″×4.2″region around 1379 and 1401. Circles have diameters of 0.60″, which is close to the FWHM seeing measured in the MUSE data. Cyan isocontours display flux levels for Lyman-α emission from 0.5 to 18×10^{-19} erg/s/cm^2/pix^2, with bins of 1×10^{-19} erg/s/cm^2/pix^2.

metric and lensing-motivated identification for 7b. Frye et al. (2002) and Richard et al. (2011) reported a redshift $z = 4.860$ for the 7a component, which is located outside the MUSE field, based on the detection of Lyman-α emission for the former and the [OII]3727 in the near-IR for the latter. Here we confirm the nature of this system, with a spectroscopic redshift $z = 4.874$ for 7b, based on a strong emission-line identified as Lyman-α. The emission region seems to extend beyond the image seen on HST data, toward the neighboring source 1401, as shown in Fig. 7. We note that there is a difference in redshift of ∼0.011 (δv∼560 km/s) between the 7b component reported here and the 7a component (using air wavelength reference for all measurements to be consistent), which cannot be easily explained. The extended Lyman-α emission in this source might be sampled differently in the two images. In addition, we confirm the spectroscopic redshift of a counter-image located within the BCG area, labeled LN16 in Table 2. Our results are fully consistent with a three-image system, as suggested by previous authors.

- **System 17 (L17a):** We spectroscopically confirm the redshift of the three-image system 17 in C10 as $z = 2.661$, based on identifying the emission-line doublet of CIII]1909. This value agrees well with the photometric and lensing redshifts around $z = 2.7\pm0.5$ estimated by L07 and C10.
- **System 26 (L26b):** We spectroscopically confirm the redshift of the three-image system 26 in C10 as $z = 0.959$, based on identifying the emission-line doublet of [OII]3727. This value agrees excellently well with the photometric and lensing redshifts $z = 0.9\pm0.2$ estimated by C10. In addition, the counter-image 26c in C10, which has a smaller magnification factor of ∼3.2, is also detected as a faint emission seen in the 3D MUSE cube, but it is too faint to be successfully extracted. These results fully confirm the lensing system.
- **System 46 (944(46a) and LN22):** This highly magnified double-image system was reported in C10 with uncertain photometric redshifts for the two images. Here we measure a redshift $z = 3.483$ based on an emission line identified as Lyman-α. The two objects showing this emission on the 1.5″diameter aperture are located side by side, but the emission line is clearly centered on LN22, lacking a clear counterpart in the HST/ACS images, as shown in Fig. 8. Based on these measurements, it is more likely a three-image system, with two images located within the MUSE field. The fainter counter-images are expected to be located within the central (noisy) region, with fluxes ($\sim1\times10^{-18}$ erg/s/cm^2) that are too faint to be detected with a significant S/N in this area.
- **System 50 (L50a, 588(50b) and L50c):** MUSE spectroscopy has allowed us to confirm this spectacular three-image system based on the detection of a strong emission-line identified as Lyman-α for a source at $z = 4.274$, and seen in the three images available in this field. Previous photometric redshifts reported by C10 were highly inaccurate (between $z = 2.2$ and 3.2). Therefore, these observations allow us to confirm the redshift and nature of this system.

Unfortunately, only a tentative spectroscopic redshift could be obtained for the long arcs located southeast in Fig. 1, namely

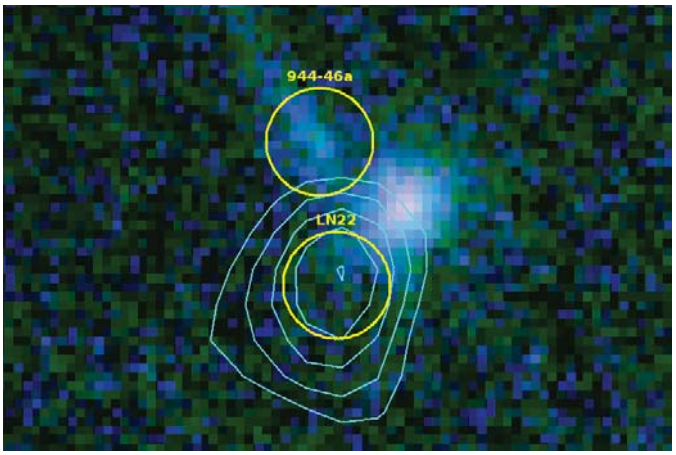


Fig. 8. Color image of A1689 obtained by combining F475W, F775W, and F850LP HST/ACS images using a logarithmic scale, showing a 3.7″× 2.45″region around 944 and LN22. Circles have diameters of 0.60″, which is close to the FWHM seeing measured in the MUSE data. Cyan isocontours display flux levels for Lyman-α emission from 0.3 to 8×10^{-19} erg/s/cm^2/pix^2, with bins of 1.25×10^{-20} erg/s/cm^2/pix^2. The brightest source seen in the HST image is likely to be a cluster galaxy, but no spectroscopic redshift could be determined for it.

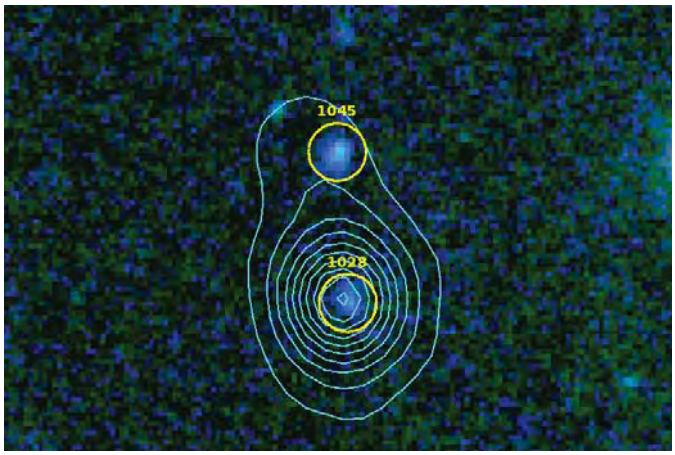


Fig. 9. Color image of A1689 obtained by combining F475W, F775W, and F850LP HST/ACS images using a logarithmic scale, showing a 6.3″× 4.2″region around 1028 and 1045. Circles have diameters of 0.60″, which is close to the FWHM seeing measured in the MUSE data. Cyan isocontours display flux levels for Lyman-α emission from 0.5 to 35×10^{-19} erg/s/cm^2/pix^2, with bins of 2×10^{-20} erg/s/cm^2/pix^2.

8a and 8b in C10, despite a strong magnification. These arcs were identified by C10 as two images of the same source, with photometric and lensing redshifts of 1.8±0.5 and 2.22, respectively. Extracted spectra are very noisy, and strong spectral features such as [OII]3727 and Lyman-α are not expected within the MUSE wavelength domain. Here we propose a tentative redshift of z = 2.661, mainly based on several consistent absorption features, such as CII 1334, SiIV 1393 + OIV 1402, FeII 1608, and AlII 1670. A faint emission-line is also detected in one of the portions of 8a, consistent with CIII]1909, but the S/N ratio is very low compared to the other line emitters discussed here. A longer exposure time and further investigation are needed to fully confirm this redshift.

4.2. New multiply imaged sources behind A1689

As a result of this survey, 14 new background sources were identified behind A1689, as reported in Table 2. All of them generate multiply imaged systems, identified from N= 51 to 64 (in continuity with respect to C10). In two cases, we were able to spectroscopically confirm the identification of (at least) two such images:

- **System 51 (1339 and LN20):** 1339 is a highly magnified image of a source at z = 0.775, based on the identification of several emission-lines, mainly [OIII]5007,4959, Hβ, Hγ, NeIII, the [OII]3727 doublet, and MgII. LN20 is an image extracted within the BCG area and displays the same (main) emission lines. These two images are consistent with a new three-image system, with two images located within the MUSE field of view. In this case, magnifications affecting 1339 and LN20 are ∼13 and ∼2, respectively, which agrees well with the relative line fluxes. The third image is found as expected in the field that is covered by HST images, with m(775W)=25.1 and magnification ∼5.
- **System 52 (1028, 1045 and LN12):** 1028 is a highly magnified image of a source at z = 3.112, based on the identification of Lyman-α and CIV seen in emission. Lyman-α in emission is also seen at the same redshift in a region associated with 1045 (in the close neighborhood of 1028), as shown in Fig. 9. The system is consistent with a new three-image source, with two images located within the MUSE field of view, namely 1028 (and its Lyman-α extension 1045), and LN12, which were extracted within the BCG area. The third image is identified in the field covered by HST images, with m(775W)=26.9 and magnification ∼4.

Some newly discovered sources in this field deserve a special mention.

- **Systems 53, 54, and 55 (LN9, 1404, and 835):** These three images display a similar redshift z∼3.18. However, based on the lensing model, they cannot be reconciled with a multiple-image system. LN9 and 1404 are two independent systems with three multiple images each, two of them within the MUSE field, namely the image detected and another counter-image within the BCG region that is about five times fainter for LN9 and de-magnified (μ ∼0.03) for 1404. A candidate third image could be extracted for system 54 at the expected position in the field covered by HST images, close to a bright cluster galaxy, with m(775W)=27.4. In contrast, there is no obvious counterpart for the faint continuum emission associated with LN9 despite a 1.2 times larger magnification, but the image is expected in the close neighborhood of a particularly crowded region. 835 is more likely a double-image system, with a de-magnified counter-image located within the BCG region.
- **System 56 (LN10):** This image displays the largest magnification of the sample (μ ∼75). It is most likely a new three-image source at z∼3.419, with two images located within the MUSE field of view. The magnification of the counter-image expected within the BCG area is μ ∼9, yielding a flux below $\sim2\times10^{-18}$ erg/s/cm^2, which is too faint to be detected in this area. There is an extremely faint object in the field covered by HST images, with m(775W)∼28 and magnification ∼8, which is a good candidate to the third image.

For all newly discovered galaxies, in addition to those discussed above, we checked the consistency of the lensing con-

figuration by identifying possible counter-image candidates predicted in the field covered by HST data. For images lacking a detection in the continuum (systems 57, 58, 61, 63, and 64), there is no obvious counter-image in HST data. The only exception is system 62, for which a faint arclet is detected at the predicted position, with m(775W)=27.6 and magnification ∼15.5, that is, a larger magnification than in the image seen in the MUSE field. There is no obvious counter-part for the faint systems 59 and 60. In the first case, the magnification is expected to be 1.2 times larger, but the image is predicted in the close neighborhood of a bright cluster galaxy. In the second case, the counter-image is expected to be ∼0.4 magnitudes fainter.

4.3. Discussion

All background sources detected within the MUSE field of view correspond to multiply imaged systems. The spectroscopic images described above are consistent with this fact. In most cases, they correspond to three- or five-image systems with at least two images located within the MUSE field. The detection of counterparts within the BCG area, with observed line fluxes expected to be around or below $\sim 2\times10^{-18}$ erg/s/cm^2, is simply unfeasible. Therefore, in the majority of cases presented above, there is no spectroscopic confirmation of the multiple system, and this is a very common situation in the literature (i.e., the spectroscopic redshift being available for only one of the images in a multiple system). However, for sources exhibiting a continuum (i.e., detected in HST images), we have identified possible counterparts outside the field of MUSE. The mass-model used in this analysis is accurate enough to permit a good determination of magnification factors and related quantities and to identify multiple systems. A new revised mass-model, including all the new multiple images discussed above, will be presented in a coming paper (Richard et al., in preparation).

Compared to the sample of 26 bright well-behaved Lyman-α emitters observed by MUSE in the HDFS at $z \geq 2.9$ and displaying extended Lyman-α emission (i.e., isolated, non-AGN galaxies Bacon et al. 2015; Wisotzki et al. 2015), our sample is intrinsically fainter, with Lyman-α luminosities ranging between $40.5 \lesssim \log(L)[\mathrm{erg.s^{-1}}] \lesssim 42.5$ after correction for magnification. As a result of the relatively short exposure time and because these observations were performed close to the extended halo of BCG in the cluster core, we do not discuss the extended Lyman-α emission around individual sources here. However, such an emission is clearly observed in at least four cases as described above (systems 1c, 7b, 46a, and 52; see Figs. 6 to 9).

When we compare the distribution of lens-corrected Lyman-α luminosities for the 17 galaxies found behind A1689 at $3 \lesssim z \lesssim 7$ to a compilation of representative spectroscopic samples from the literature (see Fig. 10), the complementarity between classical blank-field and lensing studies is obvious. Lyman-α emitters observed by MUSE in lensing clusters nicely extend the accessible domain in luminosity between one and two orders of magnitude beyond classical LAE surveys. The luminosities reached here are comparable with those attained by Rauch et al. (2008) in their ∼90h exposure with VLT/FORS2 (gray triangles in Fig. 10). The present sample also reaches fainter limits than the survey conducted on the HDFS by Bacon et al. (2015), in particular at $z \gtrsim 4$, which is due to the specific pointing covering the highest magnification regime in this particularly efficient cluster.

A high magnification value also translates into a small effective surface or volume covered by the survey on the corresponding source planes. To evaluate this effect, we computed the effective volume covered by the survey in the different redshift bins from z∼3.5 to z∼6.5, with redshift slices of $\Delta z = 0.5$. A mask was used to remove the areas contaminated by the central BCGs, where faint sources typically below a few $\sim \times10^{-18}$ erg/s/cm^2 could not be detected. This mask accounts for ∼11% of the total surface. We integrated the effective volume outside the mask using the same approach as in Richard et al. (2006), that is, the surface of each pixel was reduced by the corresponding magnification (depending on position and redshift). We used Lenstool and the same lensing model as in Sect. 3 to derive the magnification maps for each redshift slice. The total effective covolume obtained in this way in the field of view of MUSE is ∼145 Mpc^3 at $3 \lesssim z \lesssim 7$, whereas it is ∼2300 Mpc^3 in a blank field.

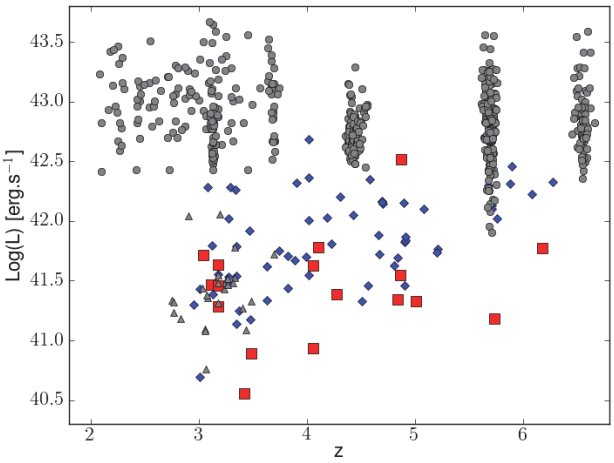


Fig. 10. Distribution of lens-corrected Lyman-α luminosities for the 17 galaxies found behind A1689 at $3 \leq z \leq 7$ (red squares), as compared to Bacon et al. (2015) (blue diamonds), and to a compilation of representative samples of LAE from the literature (gray symbols): $2 \lesssim z \lesssim 3.8$ (Blanc et al. 2011) (HETDEX Pilot Survey), $2.7 \lesssim z \lesssim 3.8$ (gray triangles) (Rauch et al. 2008), z∼4.9 (Shioya et al. 2009), z∼5.7 (Shimasaku et al. 2006; Ouchi et al. 2008; Henry et al. 2012; Hu et al. 2010), and z∼6.5 (Ouchi et al. 2010; Hu et al. 2010; Kashikawa et al. 2011).

Figure 11 displays the comparison between the density of sources obtained in this way within the whole $3 \lesssim z \lesssim 7$ interval, and expectations based on the extrapolation of the luminosity function (LF) toward the low-luminosity regime covered by the present survey. Luminosity bins were defined to keep at least three sources per bin, and they are independent. Given the small number of sources, we did not introduce any correction for incompleteness at this stage, knowing that incompleteness is expected to affect in particular the faintest bins in Fig. 11. Error bars in this figure include Poisson noise statistics that affect the number of galaxies found in a given luminosity bin, as well as an estimate of the field-to-field variance, added in quadrature. Field-to-field variance was estimated using the public cosmic variance calculator by Trenti & Stiavelli (2008). The error budget is clearly dominated by Poisson noise in this case.

Given the intrinsic low luminosities in our sample, we are particularly sensitive to the value of the slope parameter α, for which a constant value is assumed in other surveys presented in Figs. 10 and 11, where the fit is only sensitive to L* and the normalization. Despite these caveats discussed above regarding the small size of this sample, the density of intrinsically faint sources observed in this field is roughly consistent with the steepest values used by the different authors to fit their data, namely $\alpha \leq$

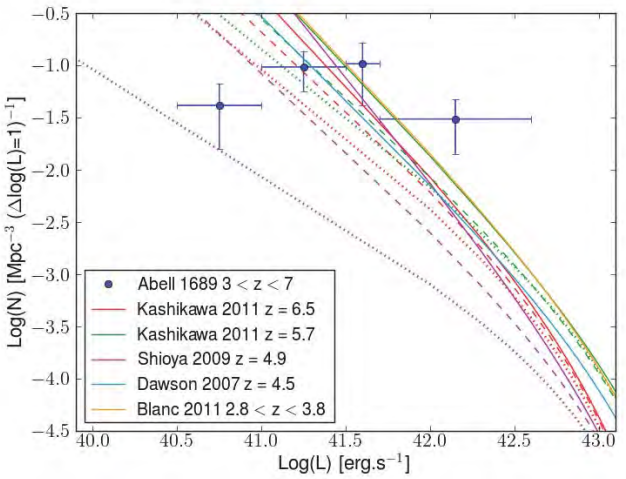


Fig. 11. Comparison between the density of sources observed at $3 \leq z \leq 7$ behind A1689 and expectations based on the extrapolation of the LF toward the low-luminosity regime covered by the present survey. References are given in the figure for different redshifts. Solid lines display the steepest slopes adopted for the LF fit: $\alpha = -1.7$ for Kashikawa et al. (2011) and Blanc et al. (2011), $\alpha = -2.0$ for Shioya et al. (2009), and $\alpha = -1.6$ for Dawson et al. (2007). Dashed and dotted lines correspond to $\alpha = -1.5$ and -1.3 for Kashikawa et al. (2011) and $\alpha = -1.5$ and -1.0 for Shioya et al. (2009). Error bars include Poisson noise statistics and field-to-field variance (see text).

-1.5, and inconsistent with flatter values of α. Any correction for completeness in the faintest bins will exacerbate this trend. This result still needs further investigation to be confirmed, using larger samples of LAE in this low-luminosity domain. A full analysis of the LF for the faint Lyman-α emitters behind lensing clusters will be presented elsewhere in a forthcoming paper.

5. Conclusions

To summarize, these are the main results we obtained:

- Based on guided-and-manual and automated (blind) approaches, a census of sources was obtained in the field of MUSE, most of which are cluster galaxies. The spectroscopic census is complete out to m(775W) < 21.5. The spectroscopic sample includes 63 cluster galaxies with secure redshifts (49 of them with m(775W) < 21.5). The velocity distribution of cluster galaxies is more complex than the smooth Gaussian distribution found for this cluster on larger scales, with a main cluster component with $\sigma = 1200$ km/s, and the signature of the NE group component, with $\sigma = 600$ km/s. This demonstrates that MUSE data are able to catch the small-scale substructure in particularly dense environments, a difficult exercise for usual multi-slit spectrographs. This result supports the mass-model method adopted by L07 and used throughout the paper to retrieve lens-corrected quantities.
- We are able to confirm 12 images for background sources that correspond to 7 different lensed galaxies between $z = 0.95$ and 5.0 of the 28 different lensed galaxies known or suspected within the MUSE field of view. In addition, 14 new galaxies were spectroscopically identified in this area thanks to MUSE data, with redshifts ranging between 0.8 and 6.2, the majority of them identified based on their Lyman-α emission. All background sources detected within the MUSE field of view correspond to multiply imaged systems, in most cases three- or five-image systems with at least two images located within the MUSE field.
- In total, 17 sources are found at $z \geq 3$ based on their Lyman-α emission, with Lyman-α luminosities ranging between $40.5 \lesssim \log(\mathrm{Ly}\alpha) \lesssim 42.5$ after correction for magnification. Four of these systems display extended Lyman-α emission. Our sample is intrinsically fainter than the usual samples available in the literature, in particular at $z \geq 4$, and comparable to the faintest samples currently available at lower redshifts (e.g., the sample Lyman-α emitters observed by MUSE in the HDFS at $z \geq 2.9$ Bacon et al. 2015; Wisotzki et al. 2015). Given the intrinsically low luminosities, this sample is particularly sensitive to the slope of the LF toward the faintest-end. The density of sources obtained in this survey is roughly consistent with a steep value of $\alpha \leq -1.5$, although this result still needs further investigation.

These results illustrate the efficiency of MUSE in characterizing lensing clusters on one hand, and studying faint and distant populations of galaxies on the other hand. In particular, our current survey of lensing clusters is expected to provide a unique census of sources responsible for the reionization in a limited representative volume at z~4-7.

Acknowledgements. We thank O. Czoske for providing unpublished spectroscopic data on A1689. Part of this work was supported by the French CNRS. This work has been carried out thanks to the support of 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 program managed by the ANR. Partially funded by the ERC starting grant CALENDS (JR, VP, BC), and the Agence Nationale de la recherche bearing the references ANR-09-BLAN-0234 and ANR-13-BS05-0010-02 (FOGHAR). Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme ID 60.A-9100(B). We thank all the staff at Paranal Observatory for their valuable support during the commissioning of MUSE. Also based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope (PID 9289).

References

Alavi, A., Siana, B., Richard, J., et al. 2014, ApJ, 780, 143
Atek, H., Richard, J., Kneib, J.-P., et al. 2015, ApJ, 800, 18
Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7735, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 8
Bacon, R., Brinchmann, J., Richard, J., et al. 2015, A&A, 575, A75
Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
Blanc, G. A., Adams, J. J., Gebhardt, K., et al. 2011, ApJ, 736, 31
Bradley, L. D., Zitrin, A., Coe, D., et al. 2014, ApJ, 792, 76
Coe, D., Benítez, N., Broadhurst, T., & Moustakas, L. A. 2010, ApJ, 723, 1678
Coe, D., Zitrin, A., Carrasco, M., et al. 2013, ApJ, 762, 32
Czoske, O. 2004, in IAU Colloq. 195: Outskirts of Galaxy Clusters: Intense Life in the Suburbs, ed. A. Diaferio, 183–187
Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2007, ApJ, 671, 1227
Frye, B., Broadhurst, T., & Benítez, N. 2002, ApJ, 568, 558
Frye, B. L., Coe, D., Bowen, D. V., et al. 2007, ApJ, 665, 921
Henry, A. L., Martin, C. L., Dressler, A., Sawicki, M., & McCarthy, P. 2012, ApJ, 744, 149
Hu, E. M., Cowie, L. L., Barger, A. J., et al. 2010, ApJ, 725, 394
Ishigaki, M., Kawamata, R., Ouchi, M., et al. 2015, ApJ, 799, 12
Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., et al. 2007, New Journal of Physics, 9, 447
Jullo, E., Natarajan, P., Kneib, J.-P., et al. 2010, Science, 329, 924
Kashikawa, N., Shimasaku, K., Matsuda, Y., et al. 2011, ApJ, 734, 119
Kneib, J.-P. & Natarajan, P. 2011, A&A Rev., 19, 47
Laporte, N., Streblyanska, A., Kim, S., et al. 2015, A&A, 575, A92
Limousin, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2007, ApJ, 668, 643
Oke, J. B. & Gunn, J. E. 1983, ApJ, 266, 713
Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, ApJS, 176, 301
Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, ApJ, 723, 869
Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., et al. 2008, ApJ, 681, 856
Richard, J., Jauzac, M., Limousin, M., et al. 2014, MNRAS, 444, 268

Richard, J., Jones, T., Ellis, R., et al. 2011, MNRAS, 413, 643
Richard, J., Patricio, V., Martinez, J., et al. 2015, MNRAS, 446, L16
Richard, J., Pelló, R., Schaerer, D., Le Borgne, J.-F., & Kneib, J.-P. 2006, A&A, 456, 861
Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., et al. 2006, PASJ, 58, 313
Shioya, Y., Taniguchi, Y., Sasaki, S. S., et al. 2009, ApJ, 696, 546
Soto, K. T., Lilly, S. J., Bacon, R., Richard, J., & Conseil, S. 2016, MNRAS[arXiv:1602.08037]
Struble, M. F. & Rood, H. J. 1991, ApJS, 77, 363
Teague, P. F., Carter, D., & Gray, P. M. 1990, ApJS, 72, 715
Trenti, M. & Stiavelli, M. 2008, ApJ, 676, 767
Tu, H., Limousin, M., Fort, B., et al. 2008, MNRAS, 386, 1169
Weilbacher, P. M., Streicher, O., Urrutia, T., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8451, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 0
Weilbacher, P. M., Streicher, O., Urrutia, T., et al. 2014, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 485, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII, ed. N. Manset & P. Forshay, 451
Wisotzki, L., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2015, ArXiv e-prints [arXiv:1509.05143]
Zheng, W., Postman, M., Zitrin, A., et al. 2012, Nature, 489, 406
Zitrin, A., Broadhurst, T., Barkana, R., Rephaeli, Y., & Benítez, N. 2011, MNRAS, 410, 1939

Table 2. Catalog of images identified behind the lensing cluster A1689 within the field of view of MUSE. All images corresponding to the same source are grouped together and separated by horizontal lines.

ID	ID (1)	RA (J2000)	DEC (J2000)	z_{spec} (2)	Line (3)	Flux 10^{-18} erg/s/cm^2	m(775W) AB	μ	Comments Other lines detected/ extraction issues
1339	51a	13:11:28.620	-1:20:15.52	0.7752	[OII]5007	177.2±1.3	24.33	12.9	[OIII]5007,4959, Hb, Hg, He, Hd, NeIII, [OII], MgII
LN20	51b	13:11:29.334	-1:20:25.08	0.7752	[OII]5007	27.2±1.1	25.65	2.3	[OIII]5007,4959, Hb
L26b	26b	13:11:31.361	-1:20:23.76	0.9594	[OII]3727	5.0±1.0	25.62	10.1	[OII]3727,3729
750	4a	13:11:32.212	-1:20:55.91	1.1649	[OII]3727	23.4±0.2	24.16	16.8	
518	4b	13:11:30.546	-1:21:10.64	1.1649	[OII]3727	11.5±0.4	23.03	11.3	
L4e	4e	13:11:29.877	-1:20:27.93	1.1649	[OII]3727	4.5±0.2	-	1.0	Faint line extracted within the BCG area
L17a	17a	13:11:30.697	-1:20:23.43	2.6614	CIII]1909	10.2±0.2	24.33	4.7	
619	1c	13:11:29.809	-1:21:06.01	3.0445	Lyman-α	40.1±0.4	24.62	6.2	
LN23	1c(ext)	13:11:29.858	-1:21:06.59	3.0445	Lyman-α	43.4±0.4	27.89	6.3	emission blob associated to 619/1c
LN24	1c(ext)	13:11:29.756	-1:21:06.02	3.0445	Lyman-α	38.3±0.4	27.82	6.3	emission blob associated to 619/1c
L1f	1f	13:11:29.892	-1:20:37.06	3.0445	Lyman-α	17.2±0.4	24.91	1.9	Extracted within BCG spectrum
1028	52a	13:11:31.582	-1:20:39.31	3.1124	Lyman-α	72.2±0.4	26.86	20.8	Lines detected: Lyman-α and CIV1550
1045	52a(ext)	13:11:31.591	-1:20:37.79	3.1124	Lyman-α	23.7±0.4	26.24	20.5	extended emission associated to 1028
LN12	52b	13:11:30.472	-1:20:35.07	3.1124	Lyman-α	22.8±0.4	-	3.0	Emission seen on 2D spectra
LN9	53	13:11:30.199	-1:20:57.83	3.1803	Lyman-α	35.2±0.4	27.82	7.3	
1404	54	13:11:31.123	-1:20:12.08	3.1813	Lyman-α	9.4±0.5	26.83	4.4	
835	55	13:11:30.720	-1:20:53.12	3.1813	Lyman-α	18.2±0.4	26.22	5.6	
LN10	56	13:11:28.887	-1:20:51.63	3.4188	Lyman-α	25.7±0.4	26.77	75.0	
944	46a	13:11:31.703	-1:20:45.80	3.4837	Lyman-α	5.0±0.4	24.91	22.4	
LN22	46a(ext)	13:11:31.686	-1:20:46.93	3.4837	Lyman-α	13.7±0.4	-	19.6	emission-line blob associated to 944/46a
LN26	57	13:11:28.899	-1:21:08.88	4.0555	Lyman-α	11.9±0.4	-	21.9	
LN13	58	13:11:29.067	-1:20:57.49	4.0555	Lyman-α	18.4±0.4	-	6.8	
LN14	59	13:11:31.004	-1:20:14.28	4.1048	Lyman-α	16.2±0.4	26.99	4.4	
L50a	50a	13:11:32.610	-1:20:42.08	4.2746	Lyman-α	34.1±0.9	26.67	25.2	
588	50b	13:11:31.055	-1:21:07.65	4.2746	Lyman-α	23.2±0.5	26.27	10.0	
L50c	50c	13:11:31.672	-1:20:12.26	4.2746	Lyman-α	12.9±0.5	27.88	5.1	
LN25	60	13:11:28.656	-1:20:54.62	4.8444	Lyman-α	8.8±0.5	26.970	9.6	
LN15	61	13:11:30.347	-1:21:07.82	4.8680	Lyman-α	8.0±0.4	-	5.6	
1379	7b	13:11:30.709	-1:20:12.56	4.8742	Lyman-α	59.0±0.5	24.2	4.4	
1401	7b(ext)	13:11:30.723	-1:20:12.27	4.8742	Lyman-α	58.2±0.5	26.19	4.4	emission-line associated to 1379/7b
LN16	7c	13:11:30.107	-1:20:25.94	4.8742	Lyman-α	28.6±0.4	-	0.7	counter-image extracted within BCG area
LN17	62	13:11:28.995	-1:21:07.30	5.0120	Lyman-α	4.9±0.4	-	5.9	
LN18	63	13:11:31.413	-1:20:45.34	5.7382	Lyman-α	6.1±0.4	-	14.5	
LN19	64	13:11:30.257	-1:21:00.78	6.1763	Lyman-α	8.4±0.5	-	6.0	

Notes.
(1) Multiple-image identification with N ≤ 50 come from (Coe et al. 2010). The same convention is used for the new multiple images identified by MUSE. Multiplicity or substructure within the same image is indicated by the extension "ext".
(2) Redshifts based on ref. vacuum wavelengths
(3) Main emission line

ANNEXE B

Tableau récapitulatif des émetteurs Lyman-alpha

TAB. B.1: Catalogue final des LAEs détectés derrière les quatre amas de galaxies A1689, A2390, A2667, A2744.

ID	log(L)	Flux (10^{-18} erg.cm^2.s^{-1})	z	μ	V_{max} (Mpc^3)
619	42.14	118.5 ± 3.36	3.0446	6.9 ± 0.36	14884
1028	41.76	141.1 ± 7.39	3.11094	20.9 ± 1.5	14875
LN9	41.74	44.6 ± 3.26	3.17887	7.2 ± 0.32	14882
1404	43.54	13.2 ± 1.86	3.18003	0.034 ± 0.001	14829
835	41.62	27.9 ± 2.49	3.18056	6.0 ± 0.36	14871
LN10	40.36	16.2 ± 1.35	3.41818	75.0 ± 10.0	1791
LN22	41.13	23.2 ± 2.33	3.48269	19.0 ± 1.7	5059
LN26	40.84	9.59 ± 1.34	4.0541	22.2 ± 1.3	3543
LN13	41.73	23.2 ± 1.73	4.05476	6.9 ± 0.4	14858
LN14	41.83	18.5 ± 2.28	4.10382	4.5 ± 0.17	14878
L50a	41.32	33.3 ± 1.07	4.27332	28.9 ± 5.8	13082
LN25	40.94	3.5 ± 0.65	4.84256	9.7 ± 0.57	7524
LN15	41.39	5.53 ± 0.89	4.86677	5.6 ± 0.32	14049
1379	42.7	93.4 ± 2.37	4.87338	4.6 ± 0.19	14885
LN17	41.35	5.06 ± 0.60	5.01165	6.0 ± 0.39	6313
LN18	41.2	6.35 ± 0.85	5.73687	14.5 ± 0.84	2407
LN19	41.67	6.48 ± 0.91	6.17515	5.9 ± 0.30	13719
L1	42.17	145.3 ± 5.65	4.0454	15.6 ± 2.9	14885
96	42.74	452.9 ± 4.96	4.0475	13.0 ± 2.1	14886
134	41.26	20.4 ± 1.80	4.721	25.5 ± 5.7	6183
71	41.79	22.1 ± 2.24	4.8773	8.7 ± 1.4	14707
243	39.06	2.4 ± 0.72	5.7574	763.9 ± 76.4	0
24	41.42	16.0 ± 1.51	3.7872	8.2 ± 1.8	14814
25	42.25	34.4 ± 2.99	3.7872	2.6 ± 0.36	14885

30	40.56	58.6 ± 3.37	3.9743	244.4 ± 24.4	1064
33	41.89	44.4 ± 3.57	4.0803	9.1 ± 3.0	14882
38	41.45	41.4 ± 2.84	4.9467	37.4 ± 3.7	10002
41	42.22	16.8 ± 1.33	5.1993	2.9 ± 0.44	14883
62	40.02	8.26 ± 1.34	5.5003	259.6 ± 26.0	24
M39	41.76	2.54 ± 0.37	6.6439	2.2 ± 0.061	10459
2115	42.22	11.9 ± 1.3	6.5876	3.6 ± 0.09	14873
M38	41.41	1.54 ± 0.48	6.5565	3.0 ± 0.084	3350
M37	41.49	1.82 ± 0.44	6.5195	3.0 ± 0.07	4366
10609	41.5	1.22 ± 0.19	6.3755	1.8 ± 0.051	4969
5353	41.91	6.9 ± 0.64	6.3271	3.8 ± 0.13	14798
2785	41.47	0.9 ± 0.30	6.2737	1.3 ± 0.017	4763
M36	41.72	2.21 ± 0.51	6.0938	1.7 ± 0.028	12016
M35	41.62	1.87 ± 0.30	5.9971	1.8 ± 0.045	9140
M34	41.65	2.07 ± 0.40	5.8994	1.8 ± 0.047	10611
8116	41.45	1.3 ± 0.20	5.7751	1.7 ± 0.047	5787
7747	41.96	4.55 ± 0.68	5.7709	1.8 ± 0.049	14852
11471	41.93	3.9 ± 0.55	5.7668	1.7 ± 0.043	14841
3472	41.85	2.81 ± 0.44	5.7648	1.4 ± 0.022	14814
11559	41.94	4.9 ± 0.70	5.7637	2.0 ± 0.066	14845
5408	41.52	32.3 ± 0.42	5.7219	35.1 ± 3.4	7566
8268	42.82	159.5 ± 2.29	5.6618	8.4 ± 0.55	14886
M33	39.97	15.4 ± 1.14	5.6608	577.5 ± 57.7	17
M3	41.85	7.77 ± 0.74	5.6596	3.8 ± 0.12	14820
10111	41.86	6.81 ± 0.84	5.6218	3.2 ± 0.14	14826
11194	42.26	9.59 ± 0.88	5.6094	1.8 ± 0.050	14883
M32	41.54	3.07 ± 0.62	5.5601	2.9 ± 0.083	9169
3306	42.26	7.5 ± 0.78	5.5406	1.4 ± 0.019	14883
M31	41.54	2.97 ± 0.74	5.5364	2.8 ± 0.12	9278
M30	41.79	4.79 ± 0.65	5.4316	2.5 ± 0.067	14813
10004	42.09	10.5 ± 1.13	5.2896	2.6 ± 0.081	14880
2821	41.24	4.6 ± 0.67	5.2817	7.9 ± 0.47	3904
4213	42.27	10.1 ± 0.86	5.1933	1.5 ± 0.028	14884
8885	41.71	2.83 ± 0.52	5.1879	1.6 ± 0.044	14799
9377	42.28	14.2 ± 1.34	5.1349	2.1 ± 0.076	14884
12404	42.07	8.74 ± 1.02	5.0537	2.0 ± 0.061	14881
12026	42.07	8.74 ± 1.02	5.0537	2.0 ± 0.061	14881
4946	41.64	2.53 ± 0.43	5.0193	1.5 ± 0.029	14784
11629	42.08	9.46 ± 0.88	4.9823	2.0 ± 0.06	14882
10972	41.22	1.62 ± 0.38	4.9116	2.4 ± 0.077	4669
M29	41.24	1.03 ± 0.23	4.902	1.5 ± 0.032	5097
M40	41.76	4.3 ± 0.54	4.9016	1.8 ± 0.04	14842
3492	41.59	3.79 ± 0.52	4.8938	2.4 ± 0.058	14772
M28	41.18	1.4 ± 0.20	4.866	2.3 ± 0.069	4232
10594	42.24	28.6 ± 1.48	4.8018	3.9 ± 0.20	14884
11772	41.97	7.35 ± 0.57	4.7984	1.9 ± 0.054	14879
2077	41.87	14.7 ± 0.82	4.7804	4.7 ± 0.16	14869

2264	41.58	6.88 ± 0.76	4.7786	4.2 ± 0.11	14780
5488	41.12	7.09 ± 0.84	4.7616	12.5 ± 0.69	3765
M27	41.32	4.1 ± 0.65	4.754	4.5 ± 0.14	7464
2674	42.33	14.0 ± 1.22	4.7283	1.5 ± 0.022	14885
2874	41.81	6.09 ± 0.57	4.7283	2.2 ± 0.043	14862
10338	42.11	15.8 ± 1.13	4.7125	2.8 ± 0.11	14883
M26	41.14	2.91 ± 0.37	4.7026	4.7 ± 0.19	4200
10644	42.22	10.5 ± 0.91	4.6974	1.4 ± 0.035	14884
6505	41.9	7.01 ± 0.54	4.6892	2.0 ± 0.053	14875
4321	42.15	9.24 ± 0.77	4.6315	1.4 ± 0.024	14884
10305	42.03	14.2 ± 1.32	4.4013	2.5 ± 0.08	14883
3275	42.01	11.0 ± 0.95	4.4002	2.1 ± 0.044	14883
3837	42.41	23.0 ± 0.94	4.392	1.7 ± 0.032	14885
9089	42.04	10.0 ± 0.82	4.3748	1.7 ± 0.054	14883
M25	40.61	2.53 ± 0.34	4.3663	11.7 ± 1.3	917
9683	41.36	2.12 ± 0.44	4.3602	1.8 ± 0.054	11225
4926	42.83	139.3 ± 1.83	4.3361	3.8 ± 0.13	14886
5574	41.68	6.78 ± 0.72	4.3342	2.7 ± 0.075	14853
M23	41.65	3.99 ± 0.56	4.3088	1.6 ± 0.048	14848
10340	41.94	29.5 ± 2.06	4.3006	6.2 ± 0.41	14882
M1	40.76	13.8 ± 0.66	4.1924	41.0 ± 9.7	1757
5681	41.05	5.08 ± 0.76	4.1792	7.8 ± 0.45	4571
1903	40.9	1.42 ± 0.30	4.0527	2.8 ± 0.055	3152
4378	41.71	4.63 ± 0.54	4.045	1.4 ± 0.024	14871
3672	41.58	3.44 ± 0.67	4.0423	1.4 ± 0.022	14847
M9	39.53	23.3 ± 1.70	4.028	1088.0 ± 108.8	10
6510	40.73	0.57 ± 0.22	4.0253	1.7 ± 0.038	1791
9302	41.36	14.3 ± 1.42	4.0214	9.7 ± 0.90	14406
9303	41.5	14.6 ± 1.07	4.0214	7.2 ± 0.52	14820
8488	41.33	16.0 ± 1.21	4.0214	11.8 ± 1.2	13192
9440	40.4	7.26 ± 0.91	4.0214	45.2 ± 4.5	559
M41	41.75	10.8 ± 1.07	4.0214	3.0 ± 0.097	14877
2407	41.21	2.31 ± 0.43	4.0208	2.2 ± 0.042	9020
2736	41.22	6.45 ± 0.87	4.0207	6.0 ± 0.30	9531
3986	42.61	37.6 ± 1.74	3.9833	1.4 ± 0.022	14886
3210	41.5	3.13 ± 0.57	3.966	1.5 ± 0.024	14824
14684	41.35	2.84 ± 0.93	3.9619	1.9 ± 0.053	14578
2104	41.72	8.88 ± 1.03	3.9538	2.5 ± 0.054	14875
8357	41.48	3.47 ± 0.44	3.9469	1.7 ± 0.048	14819
M19	41.17	1.72 ± 0.35	3.879	1.7 ± 0.028	9128
2956	41.18	2.06 ± 0.40	3.8123	1.9 ± 0.034	9816
14697	42.32	27.6 ± 1.98	3.7884	1.8 ± 0.048	14886
10312	41.52	5.5 ± 0.99	3.7866	2.2 ± 0.062	14849
3016	40.28	58.5 ± 3.18	3.7863	418.6 ± 41.9	443
5624	41.79	8.69 ± 0.94	3.7794	1.9 ± 0.044	14882
M18	42.66	57.1 ± 3.14	3.7247	1.6 ± 0.025	14886
2951	41.69	5.19 ± 0.84	3.7077	1.3 ± 0.017	14879

5625	41.67	11.7 ± 1.31	3.7077	3.2 ± 0.10	14877
6374	41.19	5.42 ± 0.61	3.6913	4.4 ± 0.17	11461
7737	41.84	12.5 ± 0.74	3.6893	2.3 ± 0.067	14883
9672	42.31	27.3 ± 1.63	3.649	1.6 ± 0.049	14886
5922	41.89	11.2 ± 1.1	3.5931	1.7 ± 0.038	14884
3423	41.02	1.24 ± 0.25	3.581	1.4 ± 0.02	7221
10174	41.91	30.6 ± 1.81	3.5777	4.4 ± 0.24	14884
2610	41.85	8.43 ± 0.78	3.5777	1.4 ± 0.017	14883
M17	41.14	2.16 ± 0.62	3.5756	1.9 ± 0.053	10713
5133	40.25	1.64 ± 0.27	3.5733	10.8 ± 1.2	510
9731	41.81	76.0 ± 1.83	3.551	13.7 ± 1.5	14883
M16	41.17	4.62 ± 0.69	3.5509	3.6 ± 0.14	12187
3853	41.11	3.29 ± 0.65	3.5415	2.9 ± 0.073	10246
10725	42.13	23.3 ± 1.50	3.4759	1.9 ± 0.056	14885
9272	41.66	6.57 ± 1.09	3.4758	1.6 ± 0.044	14880
10669	41.72	7.3 ± 1.07	3.4757	1.5 ± 0.04	14882
10382	42.68	59.7 ± 2.68	3.475	1.4 ± 0.031	14886
M15	41.82	8.66 ± 0.50	3.4337	1.4 ± 0.03	14883
M7	38.09	1.13 ± 0.24	3.4072	961.0 ± 96.1	0.3
11033	42.22	31.5 ± 1.15	3.3788	2.0 ± 0.05	14886
3759	42.25	23.7 ± 1.96	3.3576	1.4 ± 0.019	14886
3000	41.31	2.78 ± 0.38	3.3161	1.3 ± 0.017	14823
4933	41.83	17.6 ± 1.96	3.2466	2.5 ± 0.062	14884
11806	42.1	21.2 ± 1.82	3.2356	1.6 ± 0.04	14885
2754	40.7	4.42 ± 0.68	3.2075	8.0 ± 0.45	3650
M13	40.68	1.61 ± 0.25	3.2034	3.0 ± 0.11	3437
M14	40.85	1.85 ± 0.41	3.2034	2.4 ± 0.062	5906
6876	40.84	1.34 ± 0.25	3.19	1.7 ± 0.04	5914
11196	40.86	1.71 ± 0.33	3.1508	2.1 ± 0.063	6458
7721	41.25	4.54 ± 0.71	3.1295	2.2 ± 0.058	14824
7858	42.63	139.7 ± 5.90	3.1291	2.8 ± 0.088	14886
11701	42.26	81.7 ± 4.06	3.0543	3.6 ± 0.17	14886
M24	41.1	17.9 ± 1.45	3.0532	11.6 ± 0.79	14737
3424	41.15	15.4 ± 1.15	3.0511	8.8 ± 0.35	14793
M12	41.52	7.92 ± 1.01	3.0337	1.9 ± 0.045	14880
M11	40.94	3.43 ± 0.92	3.0234	3.1 ± 0.084	9938
M10	40.78	1.26 ± 0.37	3.0213	1.7 ± 0.036	5747
10544	40.84	2.07 ± 0.51	3.0211	2.4 ± 0.08	7063
4010	40.9	1.87 ± 0.56	2.9986	1.8 ± 0.036	9016
8204	41.34	4.6 ± 1.31	2.9955	1.6 ± 0.041	14863
5005	40.87	20.8 ± 1.49	2.9513	21.0 ± 1.5	8516
11626	41.76	10.6 ± 0.91	2.9422	1.4 ± 0.027	14884
8683	41.17	5.13 ± 0.94	2.9315	2.5 ± 0.071	14819

Titre : Les sources responsables de la réionisation vues par MUSE

Auteur : David Bina

Directeurs de thèse : Roser Pelló et Jean-Gabriel Cuby

Résumé

Durant les deux dernières décennies, de nombreux efforts ont été apportés pour comprendre le processus de formation des structures de l'Univers jeune. Les avancées dans les technologies observationnelles atteintes aujourd'hui permettent d'observer des galaxies de plus en plus loin, y compris celles responsables de la réionisation cosmique qui a eu lors du premier milliard d'années de l'Univers. L'objectif principal de cette thèse a été de poser des contraintes sur la nature et l'abondance des sources responsables de la réionisation cosmique. Plus précisément, l'étude s'est portée sur les galaxies qui forment des étoiles et qui ont une émission Lyman-alpha (LAE) entre $z \sim 3$ et 6.7. Il est à noter que cette thèse a été réalisée au sein du consortium MUSE, tout nouvel instrument installé au VLT en janvier 2014 dont nous avons exploité les données du GTO. Ce travail de thèse a permis de confirmer la puissance inégalée de MUSE au niveau de la détection et de l'étude de sources extragalactiques faibles sans aucune présélection.

Nous avons observé quatre amas-lentilles dont l'amplification de la lumière permet la détection de sources à faible luminosité, au prix d'une diminution du volume d'Univers observé. Les LAEs identifiés et mesurés dans ces amas sont typiquement dix fois plus faibles que ceux observés dans les champs vides. Le catalogue final en contient plus de 150, ce qui nous a permis d'étudier la contribution des objets les plus faibles, ainsi que l'évolution de la pente de la fonction de luminosité (FdL) en fonction du redshift. Les résultats obtenus semblent confirmer que la pente α est proche de -2 pour l'ensemble des LAEs compris entre $2.9 < z < 6.7$. On observe aussi une évolution de α qui passe de -2.05 à -2.67 entre $z \sim 3-4$ et $z \sim 5-7$, un résultat original et peu dépendant des données utilisées pour la partie brillante de la FdL. L'intégration de cette FdL permet ensuite de calculer la densité de photons ionisants émis par ces LAEs et de déterminer leur impact relatif sur la réionisation cosmique.

Ce travail de thèse a été effectué grâce au labex OCEVU (ANR-11-LABX-0060) et au projet A*MIDEX (ANR-11-IDEX-0001-02) financé par le programme du gouvernement français *Investissements d'Avenir* géré par l'ANR.

Mots-clefs : Formation des galaxies, amas de galaxies, lentille gravitationnelle, réionisation.