N° d'ordre NNT : xxx

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
Physique et Astrophysique de Lyon

Spécialité de doctorat : Extragalactique ; Observation ; Modélisation
Discipline : Astronomie et astrophysique

Soutenue publiquement le 09/10/2017, par :

Guillaume Mahler

Modélisation précise d'amas de galaxies massifs observés par Hubble et MUSE

Devant le jury composé de :

Tresse Laurence, Astronome, Centre de recherche astrophysique de Lyon	Présidente
Mei Simona, Professeure des Universités, Observatoire de Paris	Rapportrice
Dole Hervé, Professeur des Universités, Institut d'astrophysique spatiale	Rapporteur
Jullo Éric, Astronome-adjoint, Laboratoire d'astrophysique de Marseille	Examinateur
Pello Roser, Astronome, Institut de recherche en astrophysique et planétologie	Examinatrice
Richard Johan, Astronome-adjoint, Centre de recherche astrophysique de Lyon	Directeur de thèse

Modélisation précise d'amas de galaxies massifs observés par Hubble et MUSE

Résumé en français

Les amas de galaxies sont des structures massives composées à plus de 80% de matière noire. Leur cœur peut atteindre une densité de masse critique qui en déformant l'espace-temps fait converger les rayons lumineux vers l'observateur. Grâce à des relevés photométriques profonds de l'amas Abell 2744, de nombreux systèmes multiples ont été découverts. Identifier ces systèmes reste un défi, j'ai donc développé une méthode robuste basée sur les propriétés photométriques conservées par l'effet de lentille gravitationnelle qui permet de les détecter automatiquement. Le meilleur moyen de prouver que des images proviennent de la même galaxie reste la mesure de leur distance (redshifts) grâce à leur spectre. En analysant les données collectées par le spectrographe à intégrale de champ MUSE j'ai mesuré un grand nombre de sources (514) dont 83 d'entre elles sont des images multiples. Bénéficiant de cette large couverture spectrale, j'ai créé un modèle paramétrique de masse parmi les plus contraints à ce jour. La sensibilité atteinte par le modèle permet de sonder l'influence de structures périphériques (jusqu'à une distance de 700kpc), révélant ainsi des erreurs systématiques sur la mesure de la masse due à la paramétrisation du modèle (6%). Comparé aux précédentes études, on voit une diminution de 10% de la masse dans un rayon 100 kpc montrant ainsi en partie le gain offert par la spectroscopie. Ce gain, bien que négligeable sur la mesure de l'amplification, s'est avéré pouvoir contraindre la balance en masse entre les différentes composantes de notre modèle, dépassant par endroits 2 fois l'incertitude statistique.

Precise modeling of massive galaxies clusters observed by Hubble and MUSE

Abstract in english

Clusters of galaxies are large and massive structures containing more than 80% of dark matter. In the cluster core, the mass density can reach a critical threshold making the curvature of space-time large enough to bend light path and then allow multiple convergence of images from the same sources to appear on the observer field of view. Thanks to deep photometric coverage of Abell 2744, a lot of multiply-imaged systems were discovered. Nevertheless, finding them remain a challenge and based on the preserved photometric properties by lensing, I developed a robust method to automatically find them. However, measuring the redshifts for each multiple images remains the best way to surely associate them. The deep coverage of the integral field spectrograph MUSE allowed me to identify a large number of sources (514) among them 83 were multiple images. Thanks to this large spectroscopic coverage, I built one of the most constrained parametric mass model for lensing cluster to date. The sensitivity raised by this model allow me to probe the influence of outskirts substructures (at 700 kpc distance), revealing systematic sources of uncertainties related to the mass model parametrisation (6%). Compared to previous studies, I notice a 10% lower mass in the center (within 100kpc) showing one of the benefit of large spectroscopic constraints. This benefit, is smaller on the amplification estimation but shows a significant discrepancy between different mass counterparts in the models, up to 2 times the statistical uncertainties.

Table des matières

Avant-propos **3**

1 Introduction **5**

2 Les amas de galaxies **12**
2.1 Généralités 12
2.2 De la perspective de la mesure de la masse 13
2.3 Mesurer leurs masses à l'aide de différents traceur 17

3 L'effet de lentille gravitationnelle et son application aux amas **25**
3.1 Introduction 25
3.2 Formalisme et domaine d'application 26
3.3 Contraintes des modèles de lentille forte 33
3.4 Technique numérique 35
3.5 Cas particulier de Lenstool et méthodologie de la modélisation 41

4 Recherche automatique d'images multiples **47**
4.1 Mise en contexte 47
4.2 La méthode du SEDχ^2 48

5 Traitement et analyse des données HST et MUSE **56**
5.1 Présentations des données 58
5.2 Généralités sur l'analyse des données 65
5.3 Catalogue photométrique HST 67
5.4 Extraction des spectres basée sur les détections HST 76
5.5 Détection automatique de raies en émission 77
5.6 Construction du catalogue final 77
5.7 Recoupement des données avec d'anciennes études 82
5.8 Produits dérivés de l'analyse de données effectuée 86

6 Création du modèle de masse d'Abell 2744 **90**
6.1 Distribution des potentiels 91
6.2 Les contraintes 94

6.3 Construction des modèles de lentille 107

7 Comparaison des modèles de masse d'Abell 2744 et analyse des systématiques 116

7.1 Discussion des modèles de lentilles 116

7.2 Estimation du niveau des systématiques 121

7.3 Perspectives d'améliorations du modèle de lentille forte Abell 2744 128

8 Conclusions 131

A PyLenstooL 158

B BayesCorner 160

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Johan qui m'a acceuilli en stage puis comme thésard. J'ai beaucoup apprécié sa disponibilité et sa réactivité durant mes trois ans de thèse. Il a su me pousser à plus d'autonomie et de confiance en moi. Merci aussi pour avoir été un guide dans ma construction de futur chercheur, autant sur le plan technique que relationnel.
Je remercie aussi Herve Dole et Simona Mei pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit. Merci également à Eric Jullo, Roser Pèllo et Laurence Tresse d'avoir accepté d'être membre du jury. Que ce soit le jour de la soutenance ou pour le manuscrit leurs commentaires ont été essentiels dans l'aboutissement de cette synthèse.
Je voudrais remercier Benjamin et David avec qui j'ai pu échanger dans mon travail (et à coté aussi) et qui ont toujours été agréables et ouverts. Leur expérience a été précieuse dans le progression de ma thèse. J'espère que j'aurais toujours la chance de travailler avec eux à l'avenir.
Merci à Vera pour sa chaleur durant ces trois années thése et merci à Johany pour sa bonhommie quotidienne (et si Lyon c'est le Sud et non Strasbourg n'est pas en Allemagne). Vous avez été de très bon compagnons de bureau avec qui j'ai pu partagé de très bons moments. Pendant nos jours aux bureux et pendant nos voyages en conférence, Hawaii et la Corse resterons des souvenirs indélébiles.
Je voudrait également remercier à Mathilde pour son enthousiasme et ses conseils qui n'ont pas été innocent dans l'obtention de mon post-doc.
Merci aussi à tous les chercheurs et personnels du C.R.A.L. qui apportent au labo une bonne humeur et une convivialité précieuse.
Merci aussi à tous les joueurs de volley et surtout à tous les joueurs de baby-foot avec qui on a pu faire des parties épiques de très nombreuses fois.
Merci aussi à ma mère, mon parrain, mon frère, Aurélia, Cyril et Mélanie pour être venus me soutenir durant ma présentation mais aussi pour m'avoir témoigné leur soutien et leur affection depuis mon départ d'Ostwald.
J'aimerais aussi remercier particulièrement Pierre pour un quotidien agréable et enrichissant. Nos échanges ont été autant ludiques que scientifiques, politiques ou culturels et je me considère chanceux d'avoir pu en partager autant. Ces trois années (et demi) de colocation ont été chargées et marquent une transformation d'étudiant à chercheur. J'en garderais de très bons souvenirs, des grands comme des minis et pour tout ça merci !

Avant-propos

J'aimerais profiter de cette occasion qu'est l'avant-propos de mon manuscrit de thèse pour parler non seulement d'astronomie mais aussi de ma vision de ce qu'est la science. La science ou plus précisément la méthode scientifique, qui s'applique non seulement à l'astronomie mais à toute autre discipline qui veut observer une rigueur dictée par la mesure et les faits. Je le fais en toute humilité et par désir de partager cet outil formidable qui peut s'appliquer à bien des domaines.
La concrétisation de cette méthode scientifique, n'est pas identique pour toutes les sciences. On peut donner en exemple trois domaines qui se distingue par leur type "d'expérience". Les expérience de désintégration de noyau atomique en physique nucléaire ont une grande répétabilité en raison de la nature régulière des phénomènes. En astronomie il est plus difficile de parler d'expérience et on voudra plutôt parler d'observations que l'on répète, observations qui peuvent même concerner des sources différentes. En sciences du vivant, les expériences sur des organismes qui se reproduisent lentement demandent une accumulation de données très grande dans le temps et présentent souvent une grande complexité afin d'isoler les facteurs mis en jeu. Cependant quelques principes généraux sont partagés par l'ensemble des disciplines scientifiques. On retrouve des principes tels que la vérification par l'expérience (peu importe sa forme) ou le principe de causalité.
On associe souvent la méthode scientifique à l'œuvre de René Descartes qui publia *Le discours de la méthode* en 1637. Son ouvrage contient un nombre de principes ou règles à observer pour guider l'individu dans sa compréhension du phénomène étudié et vers la juste interprétation des faits. Son œuvre a été pour moi une source majeure d'inspiration mais il n'est pas le seul Homme à avoir essayé de développer des préceptes pour guider la pensée critique. On verra par exemple déjà apparaitre chez Aristote le principe de causalité, et chez Guillaume d'Occam le principe de simplicité, souvent surnommé le rasoir d'Occam.
On peut énoncer quatre socles communs à l'ensemble des sciences qui caractérisent la méthode scientifique à l'heure actuelle. Le professeur au Muséum national d'histoire naturelle Guillaume Lecointre en fait l'objet de plusieurs exposés[1] [Dubessy et al., 2001] .
Le premier socle est celui d'un scepticisme initial, le scientifique doit pouvoir remettre en cause une théorie qui n'explique pas l'observation qu'on fait. En effet, on doit porter un regard neutre sur les interprétations du phénomène et pouvoir remettre en question la nature de la prédiction théorique utilisée, pouvoir faire place à la surprise. En astronomie par exemple, les observations par les instruments spatiaux à venir ne devront pas être ignorées si notre prédiction actuelle des

1. https://www.youtube.com/watch?v=trUflkFzWJo&t=666s

phénomènes n'a pas été la bonne. À ce propos, William Herschel disait dans son mémoire consacré à la planète Saturne : *"observations carefully made should always take the lead of theories"*
Le deuxième socle est celui du réalisme de principe. Le monde existe indépendamment de nous, de la perception qu'on en a. On s'attend par exemple à ce que des équipes scientifiques qui ne communiquent pas puissent en observant le réel arriver à la même conclusion.
Le troisième socle est celui du matérialisme méthodologique. La science ne peut que sonder la matière et les propriétés sophistiquées de la matière, c'est une certaine forme d'humilité ici que le scientifique adopte. Il ne peut pas donner des réponses au delà de ce que son expérience mesure. L'exemple le plus simple est l'opposition entre Esprit et matière, la science n'est pas outillée pour trancher sur cette question, savoir si l'Esprit est et en quelle proportion est en dehors du domaine de compétence de la science. On peut noter quand même que certaines sciences sociales ou psychologiques, qui étudient le comportement humain suivent aussi ce matérialisme car l'objet d'études est lié aux propriétés émergentes de la matière. La psyché humaine par exemple n'est qu'une propriété émergente de la complexité de l'organisme vivant. Un exemple plus élémentaire comme la molécule d'eau. En effet, on connait les propriétés de l'atome d'hydrogène, celles de l'atome d'oxygène, mais l'addition de ces propriétés ne donnera pas celles de la molécule d'eau. La complexification des systèmes fait naitre de nouvelles propriétés.
Le quatrième socle est la rationalité. Cette rationalité peut être transcrite sous deux principes, l'un est l'interdiction des erreurs de logique, de raisonnement et l'autre le principe de parcimonie aussi vu comme le rasoir d'Occam. Le principe de logique semble évident mais c'est une réalité sous-jacente attendue dans la méthode scientifique qui fait qu'on doive faire preuve de logique. Le principe de parcimonie ou d'économie d'hypothèse ne signifie pas simplifier à l'outrance mais vient seulement assurer que nos observables sont en mesure de contraindre une réalité d'un certain degré de complexité uniquement.
À l'aide de ces quatre socles, on peut cerner les principes de la méthode scientifique et les appliquer à n'importe quel domaine. Ils sont autant les piliers que les garde fous de la bonne conduite des sciences et permettent de discerner ce qui prétend être de la science de ce qui ne l'est pas. C'est à gardant à l'esprit ces principes que j'écris ce manuscrit qui synthétise mes travaux de recherche effectué durant ces trois dernières années.

Donc en adaptant l'harmonie, je donnais l'impression
de jouer à quatre mains, plutôt qu'à deux

William Herschel

1 Introduction

On peut voir l'astronomie comme étant l'observation du ciel et sous cet angle cette observation a du commencé depuis des millénaires. Nous pouvons tous nous convaincre que les étoiles ont dû guider l'espèce humaine depuis qu'elle a cherché à s'approprier son environnement, que ce soit pour son utilité, pour une raison mystique ou simplement pour essayer de comprendre. À l'heure actuelle ce sont les travaux de recherche de Alexander Marshack qui mettent en évidence la plus vielle preuve d'astronomie. Elle serait datée de 32000 avant J.C. et il s'agirait d'un calendrier lunaire. La figure 1.1 montre une photographie[1] du calendrier à gauche et un schéma dessiné d'après les travaux de Marshack [1970] à droite.
Les recherches d'Alexander Marshack ont mis en lumière des gravures et dessins permettant de réinterpréter certains symboles comme étant un système de calcul et la retranscription des phases de la lune. Ce calendrier devait essentiellement servir à prévoir les nuits de pleines Lunes, là où la visibilité est maximale pour aller chasser. Outre les chasseurs, les navigateurs se sont aussi servis des cieux nocturnes et surtout des étoiles pour se repérer en mer et parmi les plus fameux, on pourra retenir le peuple polynésien. En se guidant, entre autres grâce aux étoiles et constellations, ces navigateurs hors pair ont voyagé depuis Taïwan, les Philippines et le Nord de l'Australie au travers des îles du Pacifique. Parmi leurs voyages, celui de 4000 km séparant Tahiti de Hawaï est l'un des plus impressionnants. Ce voyage de plusieurs semaines est compliqué car Hawaï est beaucoup plus proche de l'équateur que Tahiti et par conséquent les constellations dans le ciel changent. Les navigateurs polynésiens étaient capables déjà à l'époque (900 après J.C.) de tenir compte de ce changement dans le ciel afin de pouvoir s'orienter correctement, preuve de leurs

1. https://sservi.nasa.gov/articles/oldest-lunar-calendars/

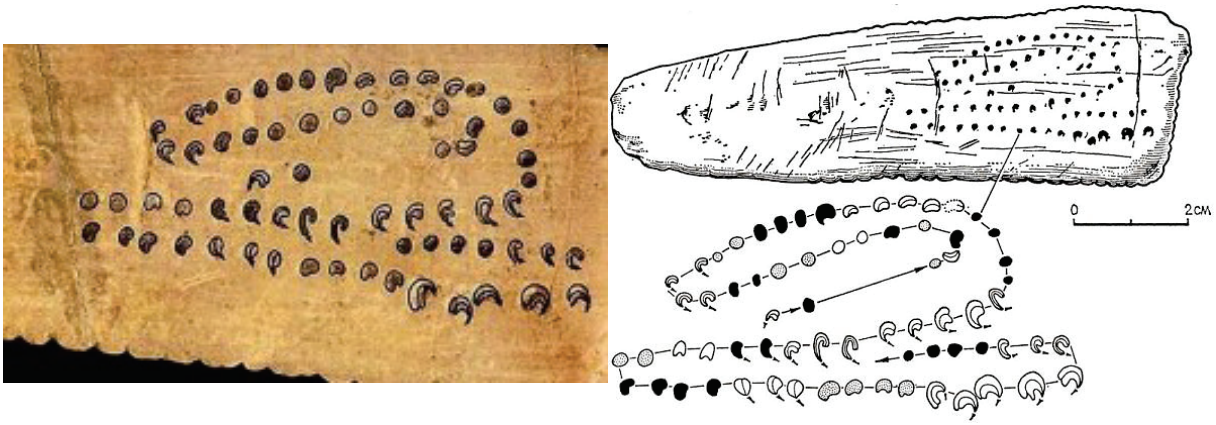

Figure 1.1 : À gauche : Photographie de l'os trouvé dans une caverne près de Bordeaux lors des fouilles organisées par Alexander Marshak. À droite : esquisse de l'os faite d'après les travaux d'Alexander [Marshack, 1970] permettant d'apprécier plus aisément la forme de serpent du calendrier. Cette forme devait surement être associée à une divinité.

connaissances en astronomie. La figure 1.2[2] rappelle les dates et lieux de la migration du peuple polynésien.

Évoluant aux fil des années, l'astronomie a d'abord été développée par nécessité, j'entends par là que la recherche de la connaissance du ciel avait une origine soit extrêmement pratique, comme on a pu l'imaginer plus haut avec les chasseurs nocturnes ou les navigateurs polynésiens, soit métaphysique où on y cherchait la volonté d'une divinité. Ce n'est qu'après la Révolution Française, au cours du siècle des Lumières que les sciences, et *a fortiori* l'astronomie, ont gagné leur autonomie vis-à-vis du politique et de la religion. Cela n'a pas empêché d'illustres astronomes avant le siècle des Lumières de faire progresser le domaine, comme Galilée et sa lunette ou Nicolas Copernic et la révolution héliocentrique pour ne citer qu'eux.

Après le siècle des Lumières, d'autres scientifiques ont contribué à faire naître un scénario cohérent de notre monde et c'est grâce à des personnalités comme Newton (contemporain de l'avènement du siècle des Lumières), Herschel, Einstein, Planck ou Hubble, qu'on réussit aujourd'hui à rassembler une vision cohérente de l'histoire de l'Univers. Ces scientifiques, tout comme leurs pairs modernes, ont fait des hypothèses, ont proposé des modèles et théories pour représenter notre Univers et les ont ensuite remis en question. On verra que notre modèle actuel n'échappe pas à la règle et les possibilités de le remettre en cause seront évoquées dans ce manuscrit.

J'aimerais rapidement esquisser ici le portrait de notre Univers comme on se l'imagine. Notre compréhension actuelle de l'Univers repose sur le modèle dit ΛCDM. Les dernières analyses issues du satellite Planck placent l'âge de l'Univers à 13.813 ± 0.038 milliards d'années [Planck Collaboration et al., 2016a]. Notre Univers résulterait d'une gigantesque expansion (inflation) invoquée par le modèle du Big Bang. L'œuvre de Steven Weinberg *Les trois premières minutes de l'Univers* [Weinberg, 1988] met en exergue les étapes suivantes.

2. https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Polynesian_Migration.svg



Figure 1.2 : Dates et lieux des migrations du peuple polynésien. Carte réalisée d'après le travail de David Eccless (voir l'hyperlien).

Après une expansion rapide, l'Univers alors chaud, avoisinant une température d'environ T=10^{32} degrés Kelvin, est composé de particules élémentaires. Il commence alors à refroidir et la baryogénèse apparaît après environ trois minutes. En ratio massique, le résultat de cette baryogénèse suggère 3/4 hydrogène pour 1/4 d'hélium approximativement, avec quelques éléments plus lourds tel le lithium et le béryllium en très faible quantités.

L'expansion de l'Univers continue ensuite et la température diminue. Quand la température atteint 3000 degrés Kelvin [Planck Collaboration et al., 2014b, Fixsen, 2009], les électrons et les protons se combinent pour former de l'hydrogène neutre. L'Univers est alors âgé de 380 000 ans environ. À ce moment l'Univers devient neutre et transparent, le rayonnement fossile s'échappe, il s'agit de la lumière la plus ancienne mesurable. Ce rayonnement fossile aussi appelé fond diffus cosmologique ou fond micro-ondes (CMB en anglais) est aujourd'hui capté par des satellites comme Planck depuis l'espace ou le SPT (*South Pole Telescope*) depuis la Terre. Après cet événement, la force de gravitation devient la force dominante à grande échelle. Les nuages d'hydrogène s'effondrent sur eux-même au creux des potentiels de matière noire pour donner les premières étoiles, elles-même soumises au potentiel à plus grande échelle, elles se rassemblent pour former les premières galaxies. Entre 150 millions et 1 milliard d'années, l'Univers jusqu'alors neutre, est réionisé de manière

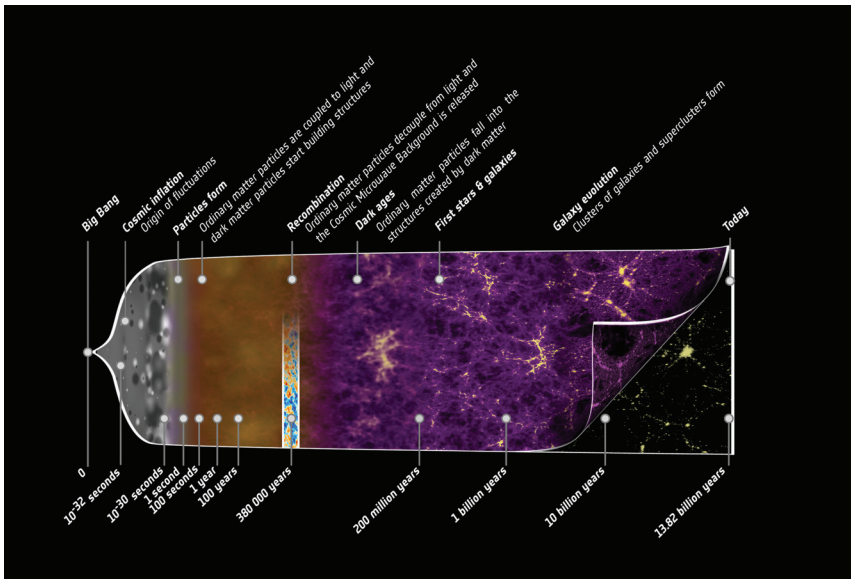

Figure 1.3 : Schéma de l'histoire de formation de notre Univers réalisé à la suite de la campagne de mesure du satellite Planck [Planck Collaboration et al., 2016a]

globale sous l'impulsion du rayonnement des premiers structures formées. En parallèle, la gravité balançant l'expansion de l'Univers, la plupart des premières galaxies sont apparues au point de convergence de nuages d'hydrogène qui formeront plus tard des amas de galaxies, qui eux-mêmes pourront fusionner dans des nœuds de la toile cosmique à plus grande échelle. Dans ce scénario, les amas de galaxies nous apparaissent comme le résultat d'une convergence à l'échelle cosmique et représentent les structures les plus tardivement formées. Cependant la convergence globale de la masse a ses limites car l'Univers est toujours en expansion, et cette dernière a commencé a s'accélérer il y à 3.6 Milliards d'années environ [Cahill, 2016]. La figure 1.3 propose une vision schématique du scénario de notre Univers[3]. Le modèle ΛCDM est le modèle cosmologique faisant consensus à l'heure actuelle et il possède le pouvoir prédictif le plus fort bien qu'une constante de ce modèle, Λ, n'ait pas une nature physique (ou tout du moins on la cherche encore). Ce modèle ΛCDM est aussi construit sur l'hypothèse de l'existence d'un fluide froid (dispersion de vitesse faible) qui n'interagit que gravitationnellement et n'méetterait aucune lumière. Ce fluide, la matière noire représenterait ∼25% du contenue de l'Univers [Planck Collaboration et al., 2016a]. Même si la matière noire n'a pas pu être observée directement, certaines observations d'amas de galaxies (e.g. Clowe et al. [2006]) sont suffisamment convaincantes pour que son existence fasse consensus.

Les amas de galaxies sont témoins de l'histoire de formation de l'Univers. Ils sont donc, d'un point de vue observationel, des candidats de choix comme objet d'études. Les astronomes ont commencé à recenser les amas de galaxies, notamment l'astronome George Ogden Abell et son équipe qui ont dressé des catalogues d'amas fondés sur la densité des galaxies [Abell, 1958, Abell et al., 1989]. Ils

3. http://sci.esa.int/planck/51560-the-history-of-structure-formation-in-the-universe/

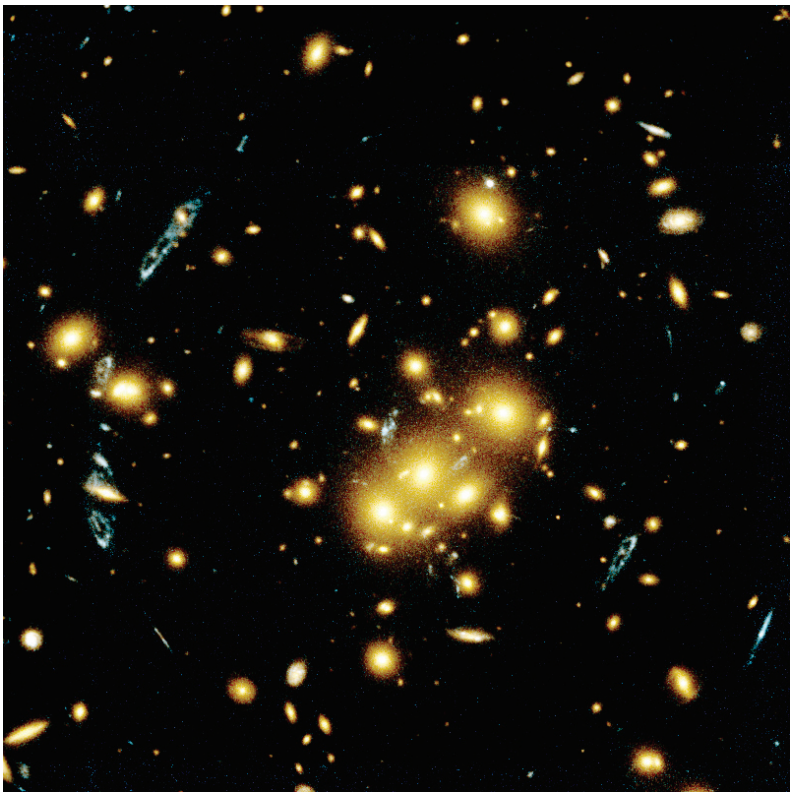

Figure 1.4 : L'amas de galaxies cl0024+17 montrant les galaxies d'amas en rouge et plusieurs galaxies images multiples en bleu.

ont fourni un atlas des amas de galaxies, non seulement en position mais aussi en caractérisant certaines de leurs propriétés, comme la richesse en nombre de galaxies. Parmi une des propriétés les plus fondamentales qu'on cherche à mesurer dans les amas de galaxies, on comptera la masse. Il existe plusieurs manières de mesurer cette masse et une des techniques les plus précises de nos jours est la détermination de la masse par effet de lentille gravitationnelle. On peut le définir comme la déformation apparente d'une source lumineuse lorsqu'un corps massif est interposé sur la ligne de visée, cette déformation peut même atteindre un point critique où l'image de l'objet lointain apparaitra plusieurs fois. La technique mesurant la masse via cet effet ne fera aucune approximation de la relation entre l'observable et la quantité mesurée, et permettra donc une mesure directe de celle-ci [Schneider et al., 1993]. L'idéal pour mesurer précisément la masse est donc d'observer des amas où la densité de surface atteint un seuil critique permettant l'apparition de systèmes ou images multiples, qui sont autant de jalons permettant de cerner la masse contenue à l'intérieur. La figure 1.4[4] l'illustre bien. En effet, on constate sur cette figure que les galaxies images multiples (en bleus) entourent le cœur de l'amas. Cette technique est plutôt récente car elle requiert une bonne résolution spatiale (typiquement $\sim 1''.pixel^{1}$ pour pouvoir distinguer la morphologie des arcs).

4. https://www.spacetelescope.org/images/opo9610a/

Plusieurs campagnes de mesures ont cherché à observer les amas de galaxies, que ce soit pour la science des amas ou celle des objets amplifiés par l'effet de lentille gravitationnelle. On pourra citer CLASH [Postman et al., 2012] ou *Hubble Frontier Fields* [Lotz et al., 2017] ou des grands relevés comme XCS [Mehrtens et al., 2012], LoCuSS [Richard et al., 2010b], MACS [Ebeling et al., 2001] ou les amas Planck [Planck Collaboration et al., 2014a]. La campagne d'observation *Hubble Frontier Fields* est une des plus récentes. Elle a observé 6 amas de galaxies en 3 bandes optiques et 4 infrarouges avec le télescope spatial Hubble. La très grande profondeur des observations de cette campagne ainsi que la résolution spatiale des instruments du télescope ont permis de mettre à jour un très grand nombre d'images multiples, cruciales pour une mesure précise de la masse au cœur de l'amas. Cependant, leurs positions sur le ciel données par ces observations n'est pas la seule contrainte que l'on peut imposer. En effet, si on peut déterminer leur distance à nous grâce au décalage spectral des galaxies observées (appelé redshift), on offre une contrainte supplémentaire à notre modèle et donc une meilleure précision. Le bénéfice de cette information de distance dans les contraintes est quelque chose de mal connu et je m'attacherai dans ce manuscrit à apporter des éléments pertinents au regard de cette problématique. D'autant plus qu'avec le nouvel instrument MUSE (*Multi Unit Spectroscopic Explorer*) placé sur un des quatre télescopes de 8 mètres au Chili, une grande moisson de mesure de redshifts a commencé. En effet, MUSE est un spectrographe à champ intégral qui associe une bonne sensibilité à un large champ de vue ($1'$x $1'$). MUSE observe dans le domaine optique et est notamment très efficace pour détecter les raies d'émission, il permettra ainsi d'identifier des galaxies grâce à leur émission, allant de l'univers proche (e.g. H α à z$\sim$0) jusqu'aux portes de l'époque de la ré-ionisation (e.g. Lyman-α à z$\sim$7).
À l'aune de ces différentes campagnes de mesures, ma thèse s'inscrit dans la combinaison des observations d'amas par le télescope spatial Hubble, notamment celles de la campagne *Hubble Frontier Fields* et par les observations de MUSE. Cette combinaison de données, associée à l'effet de lentille gravitationnelle, permet de déterminer de manière précise la distribution de masse au cœur de l'amas. L'amas de galaxies Abell 2744, par exemple a profité d'une couverture spectrale large ($2'$x $2'$) et profonde ($\sim$ 6h au centre). Le modèle de masse que j'ai créé pour cet amas égale les meilleurs modèles en terme d'erreurs statistiques (proche de 1%) et l'ajout des contraintes spectroscopiques fournies par MUSE et rapportées dans cette thèse permet une diminution drastique des erreurs systématiques sur de multiples aspects comme la paramétrisation du modèle ou l'ajout de contraintes spectroscopiques.
Dans ce manuscrit, je tâcherai dans le deuxième chapitre de mettre en relief les perspectives qu'ouvrent la mesure de la masse des amas et quels sont les moyens de la mesurer. Dans un troisième chapitre, j'introduirai les éléments théoriques nécessaires à la pleine compréhension de l'effet de lentille gravitationnelle, puis je discuterai des contraintes des modèles de lentille ainsi que les techniques numériques qui m'ont permis de réaliser la modélisation des amas de galaxies. Le quatrième chapitre illustrera un projet parallèle et complémentaire au travail majeur de cette thèse. Il décrira une méthode de sélection robuste d'images multiples que j'ai développé en vue d'automatiser une procédure de recherche. Le cinquième chapitre de cette thèse s'attachera à détailler les données utilisées dans cette thèse qui sont essentiellement celles issues du télescope

spatial Hubble et celles de l'instrument MUSE sur le VLT au Chili. J'apporterai aussi un regard détaillé sur les processus appliqués et les analyses tirées de ces observations. Le sixième chapitre viendra éclairer l'apport majeur de cet thèse quant à la mesure de la masse de l'amas de galaxies Abell 2744 en apportant un regard critique sur les systématiques d'une telle mesure. Le dernier chapitre viendra conclure sur le travail effectué dans cette thèse.
Les appendices contiendront les développements en terme de code informatique mis en place durant mon travail de thèse et que j'ai mis à disposition de la communauté.

Besides, we ought perhaps to look upon such clusters and the destruction of now and then a star, in some thousands of ages, as perhaps the very means by which the whole is preserved and renewed. These clusters may be the Laboratories *of the universe, if I may express myself, wherein the most salutary remedies for the decay of the whole are prepared.*

William Herschel

2

Les amas de galaxies

2.1 Généralités

Comme on a pu le voir dans l'introduction, les amas de galaxies sont les structures formées le plus tardivement dans l'histoire de l'Univers. Ils sont l'inexorable résultat de l'attraction gravitationnelle. Un amas de galaxies a une masse pouvant aller de 10^{13} $M_\odot$ à plusieurs 10^{15} $M_\odot$ et son contenu en masse est typiquement d'environ 87% de matière noire, 11% de gaz [Vikhlinin et al., 2006] et 2% de galaxies [Bahcall and Kulier, 2014]. Il n'y a pas de consensus précis autour du nombre de galaxies minimum pour former un amas de galaxies bien qu'une récente étude [Paul et al., 2017] place une distinction entre groupe de galaxies et amas autour de $\sim 8 \times 10^{13}$ $M_\odot$, en observant un changement dans la relation liant la masse d'un amas ou groupe et la richesse de celui-ci. On prend généralement une centaine de galaxies pour séparer groupe et amas mais ce chiffre revêt plus une approche pratique qu'il ne représente une réalité physique.
De manière pragmatique, la considération de ce nombre est reliée à la science que l'on voudra tirer de l'étude d'amas en particulier. Le nombre de galaxies peut être prédit par des modèles de distribution d'occupation de halo (Halo Occupation Distribution, HOD) (e.g. Guo et al. [2016]). Ces prédictions sont notamment très interessante lorsqu'on voudra comparer les observations aux simulations (e.g.Altamirano-Dévora et al. [2016]).
Il n'est pas évident non plus de définir où s'arrête et où commence un amas spatialement.L'idéal serait de pouvoir tenir compte de toutes les particules liées gravitationnellement à l'amas mais c'est observationellement très compliqué. On utilisera alors d'autres critères pour obtenir une information sur la taille de l'amas. Plusieurs critères peuvent être mis en avant, comme celui de la densité de masse. On s'arrête quand la densité est X fois supérieure à la densité critique de

l'Univers (e.g. [Arnaud et al., 2007] pour une mesure de masse à M_{500}, 500 fois la densité critique de l'Univers). Ou pourra aussi utiliser le rayon viriel, mais ce rayon est surtout pertinent pour les amas relaxés, là encore le sujet d'étude définit les critères physiques utilisés. On peut également se baser sur la masse estimée dans $1.5h^{-1}$Mpc [Girardi et al., 1998]. Une taille typique d'amas serait de l'ordre de quelques Megaparsecs (Mpc). On s'attachera peu à définir les limites d'un amas ici car l'étude sur la distribution de masse étudiée dans ce manuscrit ne concerne que les amas de galaxies assez massifs en leur cœur pour y voir apparaître des images multiples. On s'attachera tout de même dans la suite de ce chapitre à donner des informations sur les amas de galaxies, notamment les perspectives reliées à la mesure de la masse ainsi que les moyens d'obtenir celle-ci. Pour identifier les galaxies membres d'un amas on va se reposer sur une de leurs caractéristiques communes. Kodama and Arimoto [1997], Gladders et al. [1998] expliquent que les galaxies elliptiques qui composent majoritairement les amas se sont formées hiérarchiquement d'un seul coup, sûrement à z > 2. D'autres scénarios de construction hiérarchique (e.g. Kauffmann and Charlot [1998]) suggèrent plutôt que l'évolution est due à la fusion progressive de galaxies en disque. Des études plus récentes (e.g. **?**) exposent quand a elles une nouvelle dichitomie dans la formation des amas. En effet, deux populations de galaxies, une évoluant lentement dans l'amas et une plus rapide coexisterait pendant une periode, pour finir dans un état similaire autour de z$\simeq$ 0.5. Peu importe le scénario, la majorité des galaxies stoppent alors leur évolution et le réservoir de gaz est drainé en dehors de la galaxie lorsqu'elle tombe dans l'amas. On appelle cela le *ram pressure stripping*. Toutes ces galaxies partagent donc une évolution semblable et ainsi ont une population stellaire similaire. C'est grâce à cette corrélation qu'on va pouvoir détecter les galaxies de l'amas. En effet, elles présentent toutes une couleur similaire caractéristique de l'état de l'évolution des galaxies dans l'amas. On remarque dans les observations qu'une pente existe quand on observe un diagramme couleur-magnitude. Cette pente a pour origine une relation de masse-metallicité, les galaxies les plus massive réussissant davantage à retenir les *éjecta* de supernova, elles enrichissent ainsi le milieu en métaux et rougissent. Cette structure dans le diagramme couleur-magnitude est appelée séquence-rouge. On peut voir une illustration de cette séquence figure 2.1. Cette séquence rouge est même détectée à grand redshift [Cerulo et al., 2017] (z$\sim$1.5 avec le relevé HCS (*HAWK-I Cluster Survey* [Lidman et al., 2013]). On peut apporter de la nuance a ce scénario et aller au dela de ce qui est nécessaire à l'études des amas de galaxies massifs que je mènerai dans cette thèse En plus du *ram pressure stripping*, le harcelement et la fusion de galaxies viendront aussi jouer un rôle dans la transformation des galaxies et influenceront leur couleurs ainsi que leur composition.

2.2 De la perspective de la mesure de la masse

Beaucoup de propriétés différentes peuvent être tirées de la connaissance de la masse des amas, que ce soit la masse totale intégrée ou bien sa distribution spatiale, je me propose ici d'en lister les principales :

— Étudier les proprietés de la matière noire : La matière noire reste un fluide énigmatique.

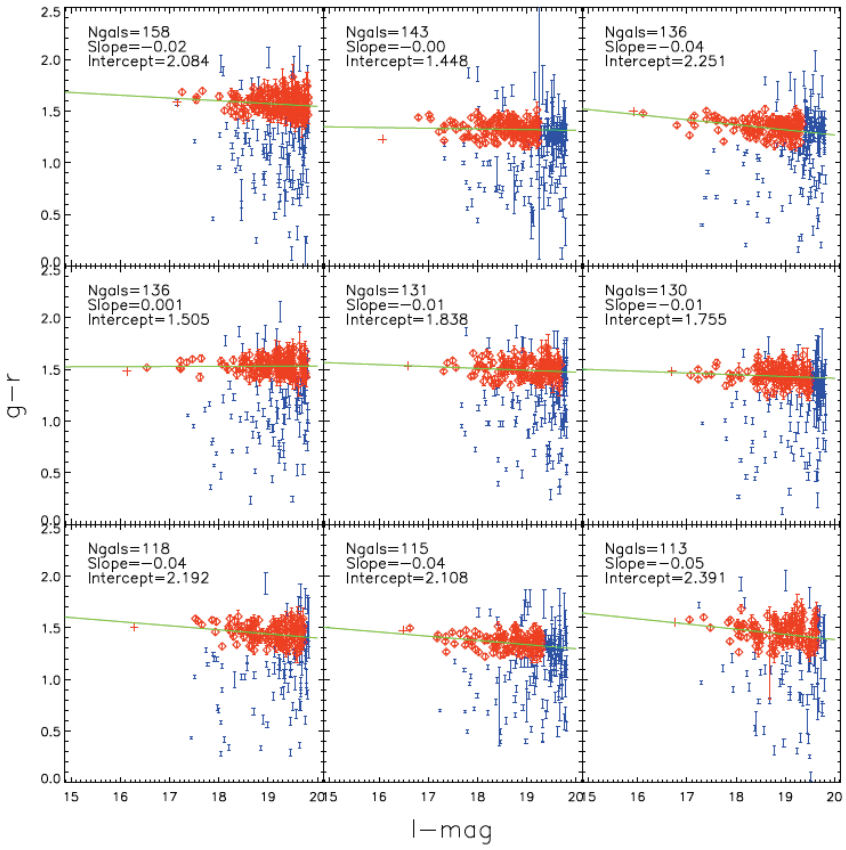

Figure 2.1 : Hao et al. [2009] présentent la séquence rouge de 9 amas riches issus des amas MaxBCG [Koester et al., 2007]. Les losanges rouges et leurs barres d'erreurs sont les galaxies sélectionnées comme galaxies membres de l'amas car elles présentent cette corrélation marqué par la ligne verte. Les points bleus représentent les autres galaxies du champ de vue, qui ne font généralement pas partie de l'amas de galaxies.

Zwicky [1933] le premier a mis en évidence le manque de masse dans l'amas de Coma et par extension dans tous les amas. Il a ainsi montré la nécessité d'invoquer une matière supplémentaire qu'on ne voit pas pour expliquer le mouvement des galaxies. En étudiant la distribution de masse dans les amas on va pouvoir mettre en évidence cette masse invisible. Comme les amas portent la fraction entre matière noire et matière visible la plus importante, ils sont les parfaits laboratoires pour ça. Dans la perspective d'étudier les propriétés de la matière noire, les travaux développés par Harvey et al. [2017] mesurent l'interaction de la matière noire avec elle-même selon une force non-gravitationelle. Cette interaction devrait, lors de collisions, laisser une trainée dans la distribution spatiale de la matière noire. Cependant, même si Harvey et al. [2017] détecte un signal faible, ce signal est toujours compatible avec l'hypothèse nulle. D'autres travaux se sont intéressés à caractériser la matière, cette fois-ci en regardant sa section efficace, notamment Markevitch et al. [2004] qui ont mesuré dans l'amas 1E 0657-56 (communément appelé l'amas du boulet), un amas connu pour sa grande vitesse de collision entre deux de ses sous-structures, une section efficace de $\sigma_{DM}.m^{-1} < 1cm^2.g^{-1}$. Massey et al. [2015] ont aussi cherché une section efficace de la

matière noire en observant 4 galaxies très brillantes dans le cœur de l'amas Abell 3827. En effet, une des galaxies montre un décalage entre les étoiles et le potentiel de matière noire sondé par effet de lentille gravitationnelle. Sous l'hypothèse que la friction dynamique n'a pas engendré ce décalage, on peut mesurer une section efficace pour la matière noire de l'ordre de $\sigma_{DM}.m^{-1} \sim (1.7 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{t_{infall}}{10^9 yr}\right)^{-2} cm^2.g^{-1}$ et avec un temps de chute dans l'amas de $t_{infall} \lesssim 10^9 yr$, on peut placer une borne inférieure à la section efficace. Du point de vue des simulations, Firmani et al. [2000] tentent d'expliquer le profil aplati observé dans les galaxies par une section efficace de la matière (l'hypothèse concurrente qui voudrait que ce soient les baryons qui agiraient sur le profil de matière noire via la gravité est favorisée actuellement).

— La forme et les constituants du potentiel gravitationnel : La modélisation précise des amas de galaxies va offrir une précision sur la contribution de chacun des constituants de l'amas. En effet, la proportion du gaz, ou des étoiles, peut être dissociée de sa composante de matière noire en analysant les rapports masse-lumière. Ainsi on pourra étudier la proportion de chacun des constituants [Bahcall and Kulier, 2014]. Faire cette distinction va permettre de raffiner les modèles et éventuellement de comparer ce rapport aux valeurs attendues par les simulations numériques [Tinker et al., 2005]. Au-delà de l'intérêt de lier une observable à la masse globale de l'amas, on s'intéresse aussi à sa distribution, son profil [**?**Limousin et al., 2016]. Les presque 90% de matière noire (en masse) de l'amas se répartissent en deux grandes catégories, celle des halos de matière noire à l'échelle des galaxies et celle à plus grande échelle. Les halos des galaxies comptent individuellement très peu de masse, cependant dans des amas comptant plusieurs centaines de galaxies, leur masse cumulée n'est plus négligeable (l'ensemble pèse $\simeq$10% de la masse totale). En revanche, les halos de masse à grande échelle possèdent l'essentiel de la masse et ce sont eux qui définiront le potentiel de l'amas dans sa globalité. Des études comme Collett et al. [2017] cherchent à étudier si le potentiel de matière est plutôt aplati ou piqué (*core vs cusp*). Actuellement, il semble y avoir un consensus pour trouver dans les amas de galaxies un profil en pente douce plutôt que piqué [Gnedin et al., 2004]. Certains modèles piqués reproduisent tous aussi bien les observations. Se renseigner sur la distribution de masse nous renseigne sur le comportement de la matière sous-jacente. On parle ici d'amas de galaxies mais cela est vrai aussi pour les galaxies elles-mêmes. Connaître la distribution de masse, c'est connaitre la forme du potentiel gravitationnel dans lequel les éléments qui composent l'amas évoluent. On pourra alors comparer ces potentiels à ceux d'autres théories de la gravitation comme MOND.

— Calibrer les télescopes cosmiques : L'étude précise des amas massifs montrant un effet de lentille gravitationnelle permet de faire ce qu'on peut couramment appeler, calibrer les télescopes cosmiques. Lorsqu'on observe des objets lointains au travers d'une lentille gravitationnelle en régime fort, ils apparaissent amplifiés. Leur brillance de surface reste identique mais leur surface augmente, permettant ainsi d'accroitre leur flux (total). Les détails conduisant à l'efficacité de cette amplification seront détaillés plus tard dans ce manuscrit. Néanmoins,

la valeur avec laquelle le signal de départ est amplifié reste inconnu aux observateurs à moins de créer un modèle de lentille gravitationnelle et par conséquent un modèle de masse de l'amas. Incorporer toutes les contraintes accessibles va permettre d'améliorer le modèle et de la précision de ce modèle va dépendre la précision sur les observables étudiées. L'intérêt est d'observer l'Univers à grand redshift [Schmidt et al., 2016, Coe et al., 2013] à la loupe, que ce soit pour en tirer les propriétés physiques [Laporte et al., 2011, Pelló et al., 2011] la luminosité intrinsèque des galaxies peu brillantes pour construire des fonctions de luminosité [Atek et al., 2014, Mason et al., 2015, Alavi et al., 2016] (voir figure 2.2), l'étude des propriétés resolues des galaxies [Patrício et al., 2016]. Nonobstant le fait que pour des amplifications de l'ordre de plusieurs centaines, les erreurs sur celle-ci sont très difficiles à estimer

— Mesure des paramètres cosmologiques - Confronter ΛCDM : La mesure de la masse des amas

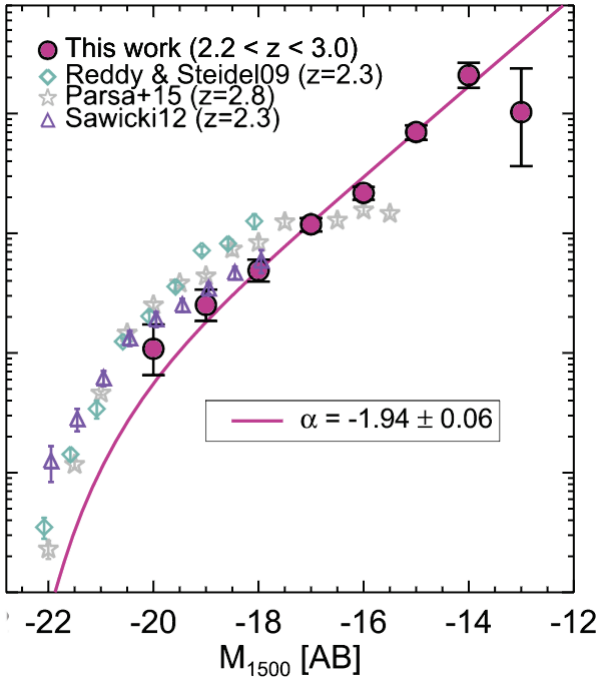

Figure 2.2 : D'après Alavi et al. [2016] : Fonction de luminosité des galaxies de type Lyman-Break sélectionnées à z∼2.6. Les cercles rouges sont les bins de la fonction de luminosité rassemblée sur les 3 amas (A2744, MACS0717 et A1689) les autres points sont des études précédentes rapportées. La ligne continue représente leur meilleur ajustement de la fonction de Schechter [Schechter, 1976].

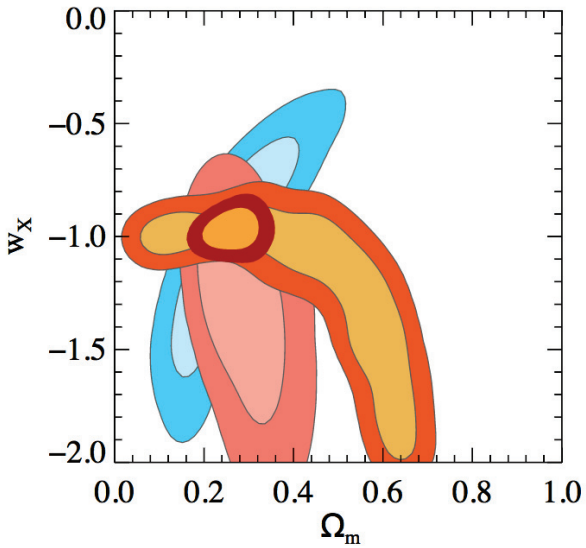

Figure 2.3 : Combinaison des contraintes cosmologiques tirées de WMAP5, de l'évolution des amas X et de l'effet de lentille gravitationnelle en régime fort (dans les amas). Les contours sont les contours à 1 et 2 σ. En bleu ceux tirés de WMAP5, en rose ceux tirés des rayons X et en orange ceux tirés de l'effet de lentille gravitationnelle en régime fort. La dégénérescence des paramètres pour les lentilles et pour les rayons X est orthogonale. D'après Jullo et al. [2010].

de galaxies ouvre aussi un champ d'investigation au regard de la cosmologie. Le problème peut être abordé de deux manières différentes. D'un point de vue statistique, l'accumulation de la mesure de nombreux amas, souvent en régime faible de lentille (weak lensing), va permettre de contraindre les paramètres cosmologiques de l'amplitude du spectre de puissance

de la matière à $8h^{-1}$Mpc (σ_8) et le paramètre de densité de la matière (Ω_m). Cela a été fait par le passé comme c'est le cas dans les travaux de Hoekstra et al. [2002] qui ont étudié les amas de galaxies de l'échantillon RCS (Red Sequence Survey) et sera fait dans l'avenir par le satellite *Euclid*, qui cherchera à contraindre ces paramètres cosmologiques jusqu'à des redshifts ∼2 [Sartoris et al., 2016]. En effet, *Euclid* pourra atteindre z∼2 grâce aux filtres infra-rouges emmenés à bord. Plus généralement, l'évolution des amas de galaxies au travers du temps renseigne sur le taux de croissance des structures, un grand sondage à des redshifts aussi lointain que 2 fournira ainsi des contraintes sur n'importe quel modèle cosmologique qui prédit un taux de croissance différent de celui de ΛCDM[Schwinn et al., 2017, Jullo et al., 2010]. Sans avoir un échantillon aussi volumineux, avec des données précises d'un seul amas, on pourra aussi contraindre des paramètres cosmologiques à l'aide de l'effet de lentille gravitationelle, Acebron et al. [2017] ont commencé à le faire dans des simulations afin d'estimer l'influence de la sélection des contraintes du modèle sur les résultats de deux paramètres cosmologiques que sont Ω_m et l'équation d'état de l'énergie noire w. L'une des grandes valeurs de la mesure de paramètres cosmologiques à l'aide des lentilles gravitationnelles est que sa mesure est perpendiculaire à celle venant de l'étude du CMB [Jullo et al., 2010] (voir figure 2.3).

2.3 Mesurer leurs masses à l'aide de différents traceur

D'un point de vue observationnel, il est très utile de relier une observable à une caractéristique de l'amas telle que la masse. On voudra par exemple, en comptant le nombre de galaxies d'un amas, avoir une idée approximative de sa masse, ou en convertissant en masse la température mesurée par le rayonnement X. Les observateurs espèrent trouver des lois ou des corrélations fortes pour convertir une observable en une autre. Je me propose ici de revoir rapidement plusieurs façons usuelles de mesurer la masse à l'aide de certaines observables plus directes.

2.3.1 La richesse des amas

Trouver une relation entre la richesse des amas (le nombre de galaxies) et leur masse est très intéressant car on ne se base que sur des relevés photométriques du ciel qui sont les moins coûteux. Une fois la relation établie elle devient très utile d'un point de vue cosmologique car dans les grands relevés du ciel tels que ceux du SDSS [Alam et al., 2015] , un algorithme peut repérer et calculer la masse des amas de galaxies en utilisant ce type de relation. Ce genre d'initiative a été prise avec des logiciels tel que redMapper [Rykoff et al., 2014] pour le SDSS ou RedGOLD [Licitra et al., 2017] dans les relevée du CFHT-LS Wide1 (Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey ; Wide (W1) field [Gwyn, 2012]). D'autres études tel que Bauer et al. [2012] donnent une paramétrisation de cette relation [Rozo et al., 2009] calibrée à l'aide de quasars distants amplifiés

par des amas, dans le relevé MAXBCG. On peut voir cette relation dans l'équation :

$$M_{200}(N_{200}) = \frac{1}{1.022} e^{0.49^{+0.01}_{-0.01}} \left(\frac{N_{200}}{20}\right)^{0.95^{+0.03}_{-0.01}} 10^{14} h^{-1} \mathrm{M}_{\odot} \tag{2.1}$$

où M_{200} est la masse dans R_{200}, rayon où la densité est 200 fois supérieure à la densité critique de l'Univers. N_{200} est le nombre de galaxies de la séquence rouge observées dans l'amas ayant une brillance plus grande qu'une certaine limite et étant dans un certain rayon défini par le catalogue maxBCG [Koester et al., 2007]. Compiler ce genre de catalogue n'est pas qu'utile pour mesurer la masse mais on peut étudier l'émission infra-rouge notamment celui du milieux intra-amas[Roncarelli et al., 2010]

Ce genre de relation est calibrée en sélectionnant les galaxies de l'amas, souvent en les identifiant sur la séquence rouge avec une mesure de la masse de l'amas via l'émission X, l'effet SZ, l'effet de lentille gravitationnelle faible, etc...

Plusieurs biais peuvent être associés à cette méthode. Il y a un biais de sélection sur la brillance des galaxies, seules les galaxies les plus brillantes sont sélectionnées pour dériver la relation et même si on s'attend à proportion semblable de galaxies faibles pour tous les amas, il y a une stochasticité inhérente à chacun d'eux. Il y a aussi un biais sur la sélection de la séquence rouge, les galaxies avec une forte composante de formation d'étoiles apparaitront plus bleues que leur consœurs elliptiques et sortiront ainsi de la séquence rouge. *A contrario*, d'autres galaxies d'arrière ou d'avant plan peuvent tomber dans cette séquence rouge et on aura donc un biais sur la sélection le long de la ligne de visée. Un mauvais alignement peut aussi apporter un biais. En effet, si on calibre la loi sur les 200 galaxies les plus brillantes autour de ce centre mais que ce dernier est mal déterminé on aura un biais dans le comptage de galaxies.

2.3.2 Tracer le potentiel gravitationnelle avec les galaxies membres

Une vision classique d'un système comme un amas de galaxies peut conduire à voir celui-ci comme un potentiel gravitationnel où les galaxies n'en sont que des traceurs. Dans cette vision, les galaxies comme sont vues comme des particules sans masse évoluant dans un potentiel gravitationel globale qui provient de la masse de toutes les composantes de l'amas. Sous l'hypothèse que toutes les galaxies ont une orbite stable au regard de l'amas, on dira que le système est virialisé. On peut alors estimer la masse de l'amas à l'aide du théorème du viriel et créer un estimateur de masse comme suit [Heisler et al., 1985] :

$$M_v(r = R_{max}) = \frac{3\pi N}{2G} \frac{\sum_i (v_i - \bar{v})^2}{\sum_{i<j} 1/R_{\perp ij}} \tag{2.2}$$

où N est le nombre de galaxies d'amas pris dans le champ de vue d'un amas et qui est large comme un rayon R_{max}, v_i est la vitesse relative à l'observateur d'une galaxie sur la ligne de visée, $\bar{v}$ est la vitesse moyenne de toutes les galaxies par rapport à l'observateur (et sur la ligne de visée)

et $R_{\perp ij} =\mid R_{\perp i} - R_{\perp j} \mid$ est la séparation projetée entre deux galaxies. Cette technique permet de mesurer la masse totale de l'amas mais présente le défaut majeur de se reposer sur la mesure de galaxies à de très grands rayons du centre de l'amas car il faut tenir compte de toutes les galaxies d'autant plus qu'il faut réussir à les détecter et à mesurer leur vitesse. D'autres techniques qui se base sur la dynamique existent, comme celle de la masse projeté de l'amas [Heisler et al., 1985] ou celle des caustiques [Gifford et al., 2013].

2.3.3 La température du milieu intra-amas

Le milieu intra-amas (ICM) est constitué essentiellement de deux choses. Premièrement, les étoiles orphelines de leur galaxie qui au cours du processus de collision se sont détachées du giron gravitationnel de leur hôte. Deuxièmement du gaz, qui possède 2 origines, le gaz primordial du nœud de la toile cosmique, plus les éjecta issus des galaxies membres, typiquement ceux des supernova [Kapferer et al., 2007] (Ceux-ci venant enrichir le milieux en métaux, la metallicité de l'ICM pouvant être même plus importante que celle du Soleil).
En faisant l'hypothèse d'équilibre hydrostatique de ce gaz, on va pouvoir mesurer la masse totale de l'amas. En effet, dans ces conditions d'équilibre, le gradient de pression du gaz équilibre la force de gravité.

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(<r)\rho_{gaz}(r)}{r^2} \tag{2.3}$$

On retrouve donc la masse à l'aide de la densité du gaz et du gradient de pression

$$M(<r) = -\frac{r^2}{G\rho_{gaz}(r)}\frac{dP(r)}{dr} \tag{2.4}$$

La pression peut être mesurée à l'aide de l'effet Sunyaev-Zeldovich (SZ), je donnerai ultérieurement des détails sur sa mesure. En faisant l'hypothèse que le gaz agit comme un gaz parfait $P(r) = n(r)kT(r)$, on peut aussi retrouver la masse totale à l'aide de la densité et de la température :

$$M(<r) = -\frac{kT(r)r}{G}\left(\frac{d\log\rho_{gaz}(r)}{dr} + \frac{d\log T(r)}{dr}\right) \tag{2.5}$$

La densité du gaz peut être mesurée par la brillance de surface du rayonnement X et sa température par de la spectroscopie de l'émission X.
Il existe des mécanismes pour chauffer le gaz. Les deux sources principales seraient, les éjectas plasmatiques d'AGN de galaxies membres de l'amas [Yang and Reynolds, 2016] et les chocs entre deux ICM provenant de deux amas en collision [Zuhone and Markevitch, 2009, Bourdin et al., 2013] Ci-dessous un point de vue un peu plus détaillé sur ces deux méthodes de mesure.

Le rayonnement X :

On peut utiliser les rayons X émis par le gaz chaud contenu à l'intérieur de l'amas de galaxies afin de déterminer la masse de celui-ci. En effet, la température du gaz émettant les rayons X est reliée au puits de potentiel gravitationnel de l'amas, on peut l'expliquer dans le cadre d'amas relaxés. Le gaz X va être plus intense au centre du puits gravitationnel, comme le gaz est chaud et concentré (au centre) il va créer une pression, qui conduit a un refroidissement du gaz en périphérie par rapport au centre. Ainsi le profil de température renseigne sur le profil de masse. Comme le montre la figure 2.4 le rayonnement X provient essentiellement de l'émission *Bremsstrahlung* de l'ICM pour des hautes températures, celles concernées par les amas (e.g. Frank et al. 2013).

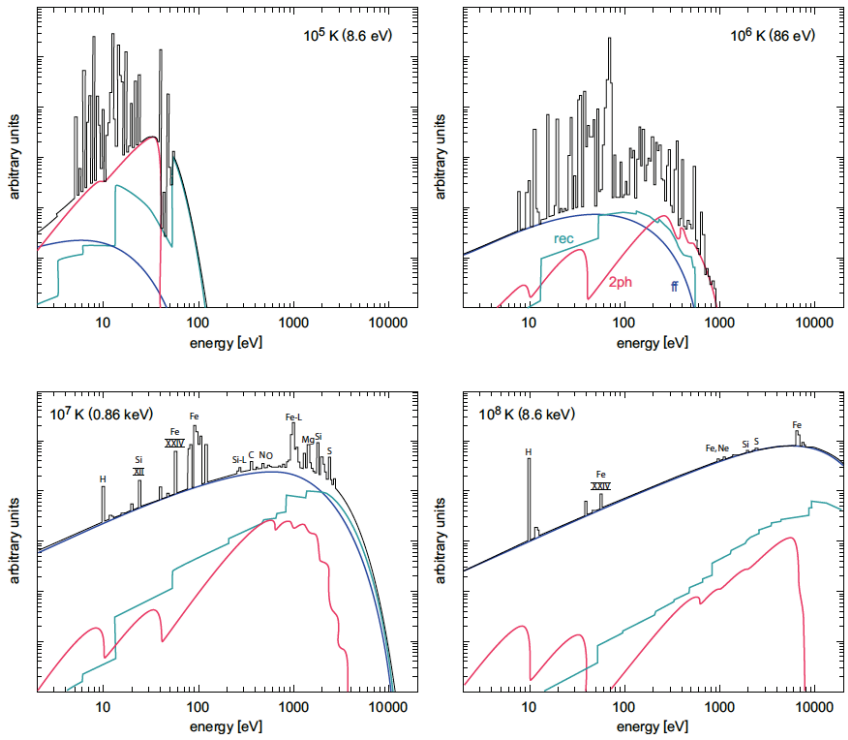

Figure 2.4 : Boehringer and Werner [2009] Spectre de l'émission X pour différentes températures de plasma astrophysique. Les contributions de l'émission continue bremsstrahlung sont en bleu, les radiations de recombinaison sont en vert et les radiations à 2 photons sont en rouge. On remarque qu'à haute température (2 panneaux du bas) la contribution principale du spectre et celle de l'émission *Bremsstrahlung*. Ces températures sont celles typiquement mesurées dans le gaz de l'ICM. Les raies d'émission principales présentes dans les spectres d'émission sont marquées au dessus.

On s'attend à une loi qui corrèle l'intensité du rayonnement X avec la masse de l'amas, comme on l'a vu dans l'équation 2.5. Il nous restera alors à déterminer la densité. À l'aide la brillance de surface on va déterminer l'émissivité *Bremstrahlung* du gaz ϵ_ν, elle-même liée à la densité

d'électrons et d'ions $n_e n_i \approx n_e^2$

$$-\frac{1}{2\pi r}\frac{d}{dr}\int_{r^2}^{\inf}\frac{I_\nu(b)db^2}{\sqrt{b^2-r^2}} = \epsilon_\nu = \text{cst} \times f(Z,T_g) \times n_e n_i, \tag{2.6}$$

où $I_\nu(b)$ est la brillance de surface d'un photon de fréquence ν à une distance b du centre (sphérique) de l'amas. Z est la charge électrique et T_g la température du gaz déterminée par le spectre. D'autres observables existent comme par exemple un analogue du paramètre de compton Y_x appliqué au rayonnement X Kravtsov et al. [2006] tel que :

$$Y_x = M_{gas} T_x \tag{2.7}$$

Il faut cependant réussir à dissocier l'émission thermique de l'amas de l'émission globale, car d'autre sources peuvent venir perturber le signal. Au moment des chocs, le gaz chauffera davantage. Ou il peut y avoir une contamination venant de sources à différents redshifts. Même si l'émission X nous renseigne sur la masse de l'amas, elle a ses limites : un amas qui ne subit plus de collision pourrait souffrir d'un manque de chauffage de l'ICM, on aurait donc tendance à sous-estimer sa masse. L'émission X ne va pas non plus pouvoir donner une information très précise de la masse pour les amas en plein processus de collision, car le gaz surchauffé localement n'aura pas eu le temps de s'homogénéiser dans le reste de l'amas et ne sera donc pas représentatif de celui-ci.
L'observation des amas par rayonnement X est aussi limitée en redshifts. En effet, à partir de $z \sim 2$, le rayonnement de l'amas X ne sera plus assez important pour dépasser du rayonnement X du fond, comme illustré figure 2.5

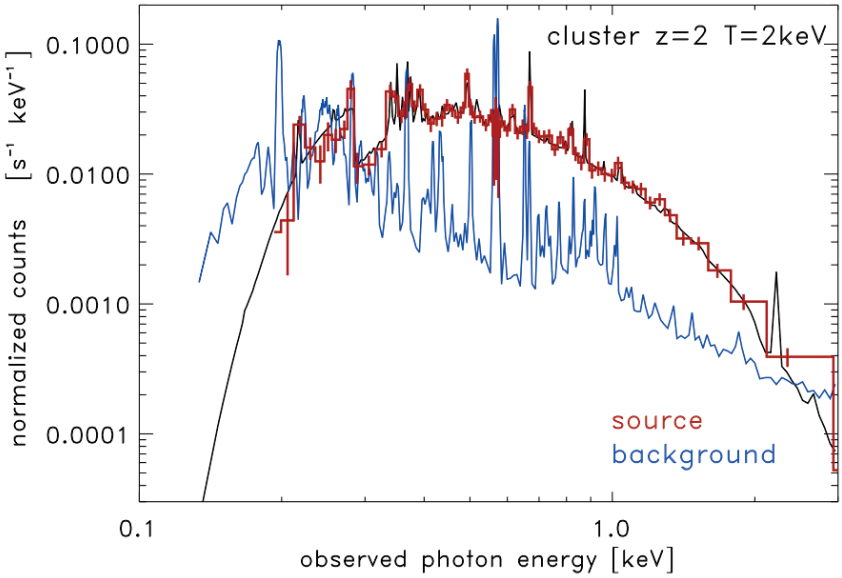

Figure 2.5 : [Boehringer and Werner, 2009] Spectre d'un groupe de galaxies IXONFI en rouge. Ces galaxies sont simulées avec une température de l'ICM de 2 keV à redshifts 2. Le spectre du fond X est montré en bleu.

L'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ)

L'effet SZ [Sunyaev and Zeldovich, 1972] est le résultat de l'interaction entre un photon issu du fond diffus cosmologique et un électron du gaz chaud de l'amas. Il s'agit plus précisément d'un effet Compton inverse déformant le spectre lumineux du fond diffus cosmologique. La figure 2.6 montre le ratio entre le spectre de puissance du CMB et celui après son interaction avec le gaz chaud de l'amas. On y remarquera aussi les deux contributions des propriétés du gaz, à savoir, un effet cinématique et un effet thermique, ce dernier dominant complètement la déformation du spectre lumineux du CMB.

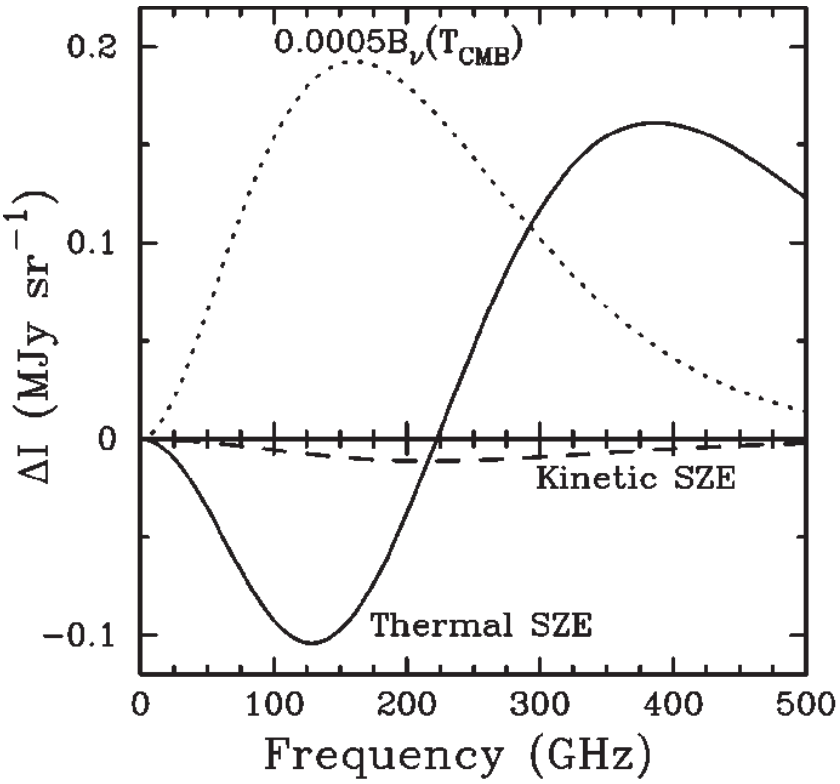

Figure 2.6 : Figure issue des travaux de Carlstrom et al. [2002] qui montre le ratio entre le spectre de puissance du CMB et celui issue de l'interaction du CDM dans le gaz chaud de l'amas, via l'effet SZ. Le trait plein représente ce ratio uniquement pour l'effet thermique, en trait long discontinu, celui pour l'effet SZ cinématique. Le traits en pointillés fin représentent le spectre initial du CMB. Le changement s'opère à 218 GHz

En posant les équations de la diffusion Compton on pourra directement convertir l'écart ΔI mesuré entre le spectre du CMB et celui du l'amas observé pour trouver la valeur du paramètre de Compton y, d'après Rephaeli [1995] :

$$\Delta I = \frac{2(kT_0)^3}{(hc)^2}\, y\, g(x), \tag{2.8}$$

où T_0 est la température du CMB, $x = h\nu/kT_0$ et $g(x)$ représente la forme du spectre de l'effet thermique SZ.

Ce paramètre de Compton est directement relié à l'intégrale de la pression P_e sur la ligne de visée, d'après Gupta et al. [2016] :

$$y(\theta) = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int P_e(\theta, l) dl, \tag{2.9}$$

où θ est la position sur le ciel et σ_T la section efficace de diffusion Thompson.
L'utilisation de l'effet SZ dans les amas a l'avantage de ne pas être soumise aux mêmes contraintes atmosphériques que l'émission X et ainsi peut être observée depuis la Terre. Les travaux de Myers et al. [1997] sont parmi les premiers exemples d'une telle mesure dans les amas et ont permis d'y contraindre la fraction de baryons.
Un des avantages majeurs de la mesure de masse par effet SZ est qu'elle est indépendante du redshift. En effet, les amas de galaxies sont comme éclairés par l'arrière par le CMB. Une des applications de la détection des amas de galaxies par effet SZ dans les grands relevés du ciel est la mesure des paramètres cosmologiques [Planck Collaboration et al., 2016b]. On peut voir figure 2.7 que dans les dernières mesures prise par le SPT [Bleem et al., 2015], de nombreux amas sont détectés par effet SZ jusqu'à redshift 1.5.
Une fois le signal mesuré on pourra aussi calibrer la masse des amas Planck à l'aide d'une autre sonde plus directe comme la dispersion des vitesses dans l'amas. Amodeo et al. [2017] l'ont fait pour 17 amas Planck en calibrant leur données sur les vitesses des galaxies obtenues par le spectrographe multi-objets GMOS à l'observatoire Gemini.
La richesse des données SZ est importante, c'est notamment grâce à des grands relevés sur tout le ciel comme celui du satellite Planck que certains des objets infra-rouge les plus brillants ont pu être dévoilés[Canameras et al., 2015].

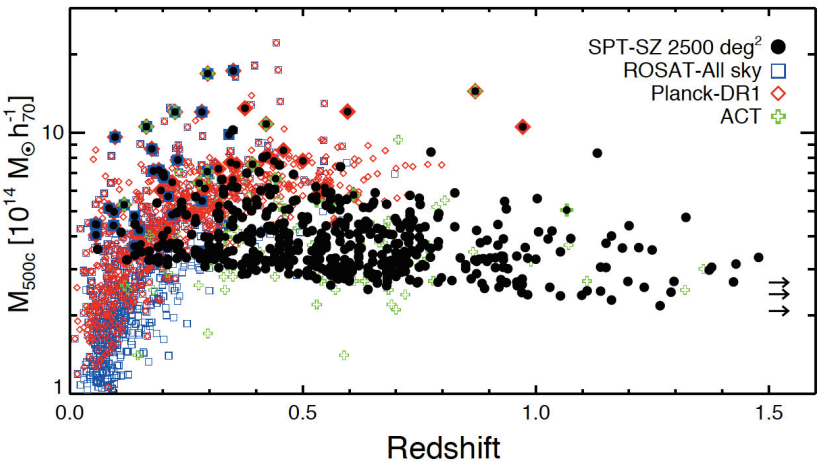

Figure 2.7 : [Bleem et al., 2015] Comparaison des amas des quatre catalogues marqués en légende. Les données SPT-SZ, Planck-DR1 et ACT sont des amas détectés par effet SZ alors que ROSAT-All sky sont des amas mesurés par émission X. Ce schéma illustre bien l'efficacité des mesures SZ comparées aux rayons X.

2.3.4 L'effet de lentille gravitationnelle

En projection sur la ligne de visée, lorsqu'une structure massive, a fortiori dans le cas d'amas de galaxies, se retrouve entre l'observateur et des sources lumineuses plus lointaines, on verra apparaître ces dernières déformées.
Si l'amas est suffisamment massif, il apparaîtra même des images multiples qui permettront encore plus précisément de mesurer la masse de l'amas de galaxies. En réalité on mesure le potentiel déflecteur qui peut être constitué de sources multiples non seulement spatialement mais aussi à différents redshifts. La mesure de la masse de l'amas en devient donc un peu plus complexe car il faut réussir à isoler le potentiel déflecteur de l'amas uniquement afin de convertir ce potentiel en distribution de masse et ainsi mesurer la masse de l'amas. Il faudra retenir aussi que l'effet de lentille gravitationnelle ne mesure que la masse intégrée à l'intérieur d'un cylindre qui, dans le cas sphérique, a comme base l'anneau d'Einstein. En regime faible l'effet de lentille gravitationnelle est utilisé pour mesurer la masse a plus grand rayon que celui du rayon d'Einstein (e.g. Umetsu et al. 2009; Sheldon et al. 2009; von der Linden et al. 2014). En effet, les petites distorsions induites par l'effet de lentille gravitationel mesurées sur un large nombre d'objets en arrière plan permettent une mesure statistique du profile de masse de l'amas.
Les détails de la technique de mesure par effet de lentille gravitationnelle font l'objet du prochain chapitre.

Its still magic even if you know how its done

Terry Pratchett

3

L'effet de lentille gravitationnelle et son application aux amas

3.1 Introduction

J'aimerais dans ce chapitre commencer par une brève introduction historique du phénomène de lentille gravitationnelle. La suite de ce chapitre sera constituée du développement du formalisme des lentilles orienté en direction de son application aux amas de galaxies et finira par faire une revue non-exhaustive de différentes techniques de modélisation d'amas de galaxies par effet de lentille gravitationnelle avec une attention particulière pour LENSTOOL.

L'effet de lentille gravitationnelle est l'apparente altération des objets lumineux d'arrière plan induit par la déformation de l'espace-temps d'objets d'avant plan ayant une masse. Il est évident que toute masse modifie à son échelle la trame de l'espace-temps mais la distorsion induite sur les images n'est importante que pour des objets très denses ou très lointains. Le type d'objets dont les astronomes sont coutumiers, assez dense pour induire une déformation notable, sont le Soleil, les étoiles proches, les galaxies et les amas de galaxies.

Si l'Histoire retient surtout le fameux article d'Einstein [Einstein, 1936], qui fut le premier à calculer correctement la courbure des rayons lumineux due à une masse, l'idée qu'une masse puisse courber le chemin de la lumière été déjà évoqué par Henry Cavendish en 1784 (Il n'a jamais publié ces résultats). La première observation de déformation du trajet de la lumière par la masse remonte à 1919 lorsque Arthur Eddington, Frank Watson Dyson, et leurs collaborateurs observent la déformation de l'image des étoiles d'arrière-plan par le soleil lors d'une éclipse totale de Soleil [Eddington, 1919].

Zwicky [1933] fut le premier à considérer que les galaxies, seulement récemment observées à l'époque, pouvaient être lentille et source dans le phénomène de lentille gravitationnelle. Si les observations du phénomène de lentille gravitationnelle furent assurées pour le Soleil, il faudra attendre la fin des années 1970 pour observer ce phénomène en dehors de notre galaxie.
La première observation des prédictions de Zwicky fut celle de Dennis Walsh, Bob Carswell, et Ray Weymann qui observèrent 2 images d'un même quasar (SBS 0957+561) [Walsh et al, 1979] lentillé par une galaxie elliptique géante en 1979. Ce système est connu sous le nom de *Twin QSO* (quasars jumeaux). Le premier arc gravitationnel géant, quant à lui, fut découvert en 1987 par une équipe toulousaine et publié par [Soucail et al, 1987].

3.2 Formalisme et domaine d'application

On verra ici le développement du formalisme mathématique entourant les lentilles gravitationnelles. Que ce soit pour retrouver les paramètres des sources déformées par la lentille ou les paramètres de la lentille elle-même, il faut pouvoir mettre en équation le système. On cherchera alors à relier la géométrie du système observateur-lentille-source avec la déformation des géodésiques induite par la lentille pour établir ce qu'on appelle l'équation des lentilles [Schneider et al, 1993].

3.2.1 Équation des lentilles

Aspect géométrique

Le système observateur-lentille-source est constitué de trois parties. L'observateur, associé au plan image, la lentille, qui dans notre cas est un amas de galaxies et est réduite à un plan par projection et la source, associée à un plan source qui est alignée avec l'observateur et la lentille à la manière d'un banc optique. Le schéma 3.1 permet d'illustrer la situation.
On utilisera les approximations suivantes pour notre système. La lentille est assimilée à un plan car les distances entre nous et la lentille ainsi que celles entre la lentille et la source sont au moins mille fois supérieures à la dimension de profondeur de la lentille. Typiquement, pour un amas de galaxies, on aura une taille caractéristique $\sim$1 Mpc et les distances nous séparant de celui-ci ou le séparant des sources lentillées sont de l'ordre du Gpc. On fera l'approximation des petits angles, $tan(\alpha) \approx \alpha$. Ainsi on obtiendra du schéma 3.1 :

$$a \approx \alpha D_{LS} \quad ; \quad b \approx \beta D_S \quad ; \quad c \approx \theta D_S \quad ; \quad c = a + b \tag{3.1}$$

En identifiant membre à membre, on obtient :

$$\theta D_S = \beta D_S + \alpha D_{LS} \tag{3.2}$$

$$\theta = \beta + \alpha \frac{D_{LS}}{D_S}. \tag{3.3}$$

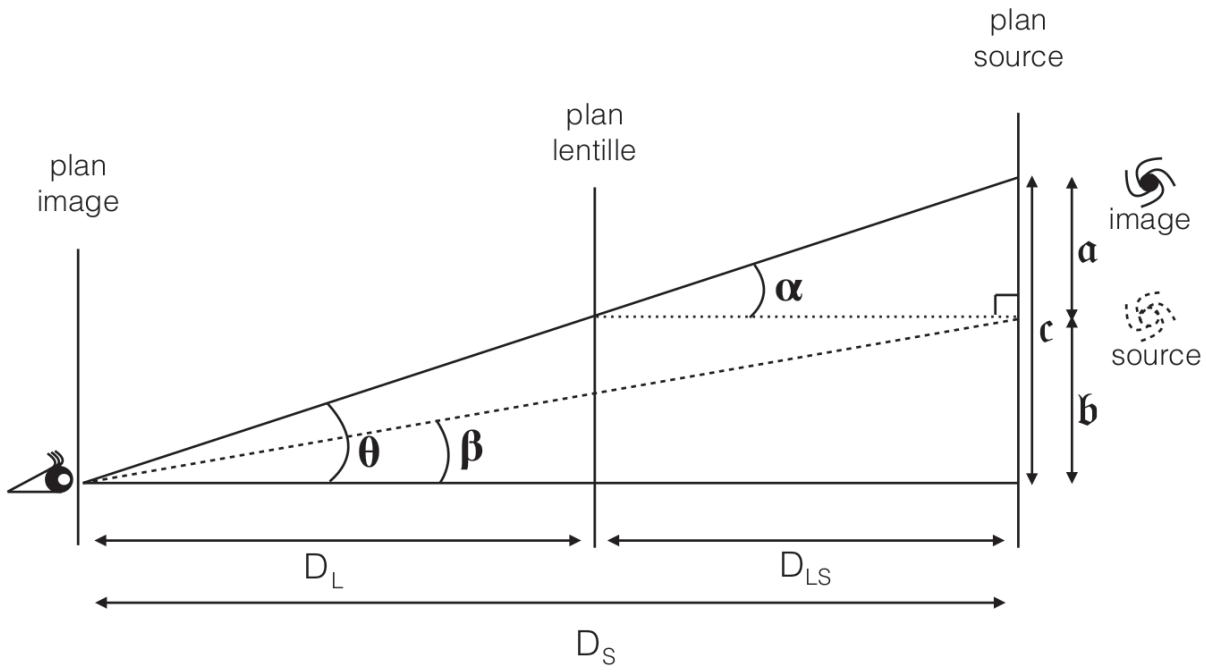

Figure 3.1 : On distingue 3 plans sur le schéma, le plan image, qui correspond aux observations, le plan lentille, qui correspond à la projection d'une distribution de masse tridimensionnelle en deux dimensions et le plan source qui contient la source subissant la déformation. Dans notre cadre d'étude, on prendra comme source une galaxie et comme lentille un amas de galaxies. θ est l'angle entre le centre optique et l'image de la source, β est l'angle entre le centre optique et la position réelle de la source. α est l'angle de déflexion entre la source et l'image dans le plan lentille.

La formule 3.3 nous donne le lien géométrique entre la position réelle de la source β et la position observée θ à une variable près qui contient la déflexion des rayons lumineux. C'est dans cet angle que toute la physique de la lentille intervient. Il s'agit donc de trouver comment une masse va engendrer cet angle de déflexion. Pour ce faire, regardons comment une masse affecte le trajet d'un rayon lumineux.

Aspect de minimisation du chemin de la lumière

On cherchera dans cette section à construire le potentiel des lentilles permettant de relier la masse de l'amas de galaxies à sa capacité déflectrice. On chercher à minimiser le chemin de la lumière, car d'après le principe de Fermat, la lumière cherche toujours le chemin le plus court, on cherchera donc à minimiser le temps T entre l'émission du photon à t_1 et celle de sa réception à t_2 :

$$T = \int_{t_1}^{t_2} dt = \frac{1}{c}\int_{t_1}^{t_2} \frac{c}{c'}\frac{dl}{dt} = \frac{1}{c}\int_A^B n\, dl, \tag{3.4}$$

avec c est la vitesse de la lumière, c' est une vitesse artificielle qu'on pourrait qualifier de vitesse dans le champ gravitationnel et n est l'indice de réfraction. On peut chercher à retrouver l'indice de réfraction n à l'aide de la dérivée, car le principe de Fermat indique que la lumière doit passer

par un chemin extrémal :

$$\delta \int_A^B n(\overrightarrow{x}(l))dl, \tag{3.5}$$

où $n(\overrightarrow{x}(l))$ est l'indice réfraction qui dépend du chemin suivi $\overrightarrow{x}(l)$.
On peut écrire c' comme :

$$c' = \frac{|d\overrightarrow{x}|}{dt}. \tag{3.6}$$

On cherchera alors à trouver les éléments $|d\overrightarrow{x}|$ et dt à l'aide de la métrique de l'espace temps de Schwarzschild, en faisant lhypothèse d'un univers vide et isotrope et d'un potentiel gravitationnel Newtonien $\Phi = \frac{GM}{r}$ en symétrie sphérique définie comme suit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu \tag{3.7}$$

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right)c^2dt^2 - \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right)(d\overrightarrow{x})^2 \tag{3.8}$$

avec $g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = \begin{pmatrix} 1+\frac{2\Phi}{c^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1-\frac{2\Phi}{c^2}\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\left(1-\frac{2\Phi}{c^2}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\left(1-\frac{2\Phi}{c^2}\right) \end{pmatrix}$.
La lumière emprunte le plus court chemin, à savoir une géodésique, définie par $ds = 0$. On obtient donc :

$$\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right)c^2dt^2 = \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right)(d\overrightarrow{x})^2, \tag{3.9}$$

d'où :

$$\frac{(d\overrightarrow{x})^2}{(dt)^2} = c^2\frac{\left(1+\frac{2\Phi}{c^2}\right)dt^2}{\left(1-\frac{2\Phi}{c^2}\right)(d\overrightarrow{x})^2}. \tag{3.10}$$

Comme $c' = \frac{|d\overrightarrow{x}|}{dt}$ on obtient :

$$c' = c\sqrt{\frac{\left(1+\frac{2\Phi}{c^2}\right)dt^2}{\left(1-\frac{2\Phi}{c^2}\right)(d\overrightarrow{x})^2}} \overset{\text{DL}}{\approx} c\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right). \tag{3.11}$$

L'utilisation du développement limité (DL) est permise car on est en régime faible des lentilles. En effet, la variation induite par le potentiel est très petite devant 1, $\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$. En réutilisant cette approximation on retrouve l'indice de réfraction n qui s'écrit :

$$n = \frac{c}{c'} = \frac{c}{c} \times \frac{1}{1+\frac{2\Phi}{c^2}} \overset{\text{DL}}{\approx} 1 - \frac{2\Phi}{c^2}. \tag{3.12}$$

On a donc réussi à relier notre indice de réfraction n au potentiel gravitationnel Φ.

Combinaison des deux aspects

La résolution des équations d'Euler-Lagrange va nous permettre de retrouver l'angle de déflexion à partir des deux équations suivantes :

$$\int_A^B n(\overrightarrow{x}(l))dl \tag{3.13}$$

$$\delta \int_A^B n(\overrightarrow{x}(l))dl = 0 \tag{3.14}$$

Elles s'apparentent à problème variationnel standard. On utilisera ici la fonctionnelle t représentant le parcours d'un photon tel que :

$$t = \frac{1}{c}\int_A^B n\ dl. \tag{3.15}$$

La résolution du problème à l'aide des équations d'Euler-Lagrange ne sera pas détaillée ici mais on pourra observer le résultats suivant :

$$\dot{\overrightarrow{e}} = \frac{-2}{c^2}\overrightarrow{\nabla}\Phi. \tag{3.16}$$

où $\dot{\overrightarrow{e}}$ est le changement infinitésimal du chemin de la lumière tel que $\overrightarrow{\alpha} = \int -\dot{\overrightarrow{e}}$ pour un potentiel gravitationnel engendré par une masse ponctuelle. On obtient donc :

$$\overrightarrow{\alpha}(b) = \frac{2}{c^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\overrightarrow{\nabla}\Phi dz, \tag{3.17}$$

où b est la paramètre d'impact du photon en interaction avec la masse M, comme indiqué sur le schéma 3.2. Le membre de droite de l'équation ne dépend pas de b car le potentiel est engendré par une masse ponctuelle.

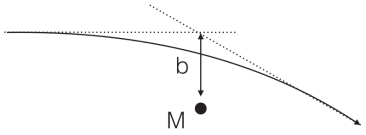

Figure 3.2 : Illustration du paramètre d'impact du trajet de la lumière pour une source ponctuelle de masse

On a relié l'angle de déflexion au potentiel gravitationnel, dans le cas du potentiel gravitationnel

newtonien $\Phi = -\frac{GM}{c^2}$ pour une masse ponctuelle on aura :

$$\overrightarrow{\alpha}(b) = \frac{2GM}{c^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dz}{r^3} \quad \text{avec}\, r = \sqrt{x^2+y^2+z^2} = \sqrt{b^2+z^2},\ b = \sqrt{x^2+y^2}. \tag{3.18}$$

On peut observer que la dépendance en masse de l'angle de déflexion est linéaire, ce qui veut dire qu'on pourra sommer les contributions en masse pour une distribution quelconque $\rho(\overrightarrow{\xi}, z)$, qu'on pourra approximer à une densité de surface $\sum(\overrightarrow{\xi})$, où $\overrightarrow{\xi}$ est la position d'un rayon lumineux sur le plan lentille. On obtiendra donc l'équation générale pour une lentille quelconque :

$$\overrightarrow{\alpha}(\overrightarrow{\xi}) = \frac{4G}{c^2}\int \frac{\sum(\overrightarrow{\xi'})(\overrightarrow{\xi}-\overrightarrow{\xi'})}{|\overrightarrow{\xi}-\overrightarrow{\xi'}|^2}d^2\xi'. \tag{3.19}$$

On retrouvera le paramètre d'impact dans l'expression $\overrightarrow{\xi}-\overrightarrow{\xi'}$ où $\overrightarrow{\xi'}$ est la position de la masse dans la distribution de masse $\sum(\overrightarrow{\xi'})$. On voit apparaitre un facteur 2 entre les deux précédentes équations, car l'intégrale le long de la ligne de visé est symétrique par rapport à la lentille, on changera du coup les bornes d'intégrations de tel sorte que $\int_{-\infty}^{+\infty} \to 2 \times int_0^{+\infty}$

Potentiel des lentilles, matrice d'amplification

On pourra réécrire l'équation (3.19) en passant en notation vectorielle et en transformant les distances ξ dans la lentille par des angles θ tel que $\xi = D_L\theta$. Ainsi on pourra réécrire l'équation 3.3 en exprimant la partie droite du membre de droite comme étant le potentiel des lentille φ.

$$\overrightarrow{\beta} = \overrightarrow{\theta} - \overrightarrow{\nabla}\varphi(\overrightarrow{\theta}). \tag{3.20}$$

tel que :

$$\overrightarrow{\nabla}\varphi(\overrightarrow{\theta}) = \frac{D_{LS}}{D_S D_L}\frac{2}{c^2}2G\int \frac{\sum(\overrightarrow{\theta})(\overrightarrow{\theta}-\overrightarrow{\theta'})}{|\overrightarrow{\theta}-\overrightarrow{\theta'}|^2}d^2\theta' \tag{3.21}$$

À partir de cette équation on va maintenant définir les transformations subies par les rayons lumineux traversant la lentille. Pour voir les variations de la position de l'image $\overrightarrow{\theta}$ en fonction de celle de la source $\overrightarrow{\beta}$ pour un certain potentiel de lentille $\varphi(\overrightarrow{\theta})$, on pourra regarder le Jacobien A^{-1} définit comme : $\frac{d\overrightarrow{\beta}}{d\overrightarrow{\theta}}$. $\overrightarrow{\beta}$ et $\overrightarrow{\theta}$ sont des positions qui par projection sur le ciel sont représenté par deux variables tel que $\overrightarrow{\beta} = \beta_1, \beta_2)$ et $\overrightarrow{\theta} = (\theta_1, \theta_2)$.

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} 1-\partial_{11}\varphi & \partial_{12}\varphi \\ \partial_{21}\varphi & 1-\partial_{22}\varphi \end{pmatrix}. \tag{3.22}$$

Cette matrice est appelé la matrice des amplifications/transformations et on peut la réécrire de

cette manière :

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} 1-\kappa-\gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1-\kappa+\gamma_1 \end{pmatrix}, \tag{3.23}$$

où la *convergence* κ est définie comme $\kappa = \triangle\varphi/2 = \Sigma/\Sigma_{crit}$ et le vecteur de *cisaillement* $\overrightarrow{\gamma}$ est défini comme $\overrightarrow{\gamma} = (\gamma_1, \gamma_2)$ tel que :

$$\gamma_1 = \frac{\partial_{11}\varphi - \partial_{22}\varphi}{2} \quad , \quad \gamma_2 = -\partial_{12}\varphi. \tag{3.24}$$

Le terme Σ_{crit} est la densité de surface critique des lentilles définie tel que :

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G}\frac{D_S}{D_{LS}D_L} = \frac{cH_0}{4\pi G}\frac{D_S}{D_L S}\frac{c/H_0}{D_L} \tag{3.25}$$

Cette surface délimite une zone où les galaxies d'arrière plan présentes dans cette zone peuvent être images multiples.
On voit que la densité de surface critique peut se réécrire comme :

$$\Sigma_{crit} \approx 0.162 \left(\frac{H_0}{70\text{kms}^{-1}\text{Mpcs}^{-1}}\right)\left(\frac{D_S}{D_{LS}}\right)\left(\frac{c/H_0}{D_L}\right) gcm^{-2} \tag{3.26}$$

Si on prend par exemple un amas lentille à z_L =0.3 et une source z_S =1.0, $\frac{D_S}{D_{LS}}$ =1.567 et $\frac{c/H_0}{D_L}$ =4.661, cela donne :

$$\Sigma_{crit} \approx 1.18 \left(\frac{H_0}{70\text{kms}^{-1}\text{Mpcs}^{-1}}\right) gcm^{-2} \tag{3.27}$$

Donc pour une galaxies d'une profondeur de $\sim$ 300 kpc, la densité de masse 3D requise pour attendre la densité de surface critique est de 10^{-24} g.cm^{-3} ce qui correspond à $\sim$ 10 000 fois la densité critique de l'Univers ρ_{crit}
L'inverse du déterminant de la matrice d'amplification communément noté μ et appelée en anglais *magnification*, correspond à la valeur d'amplification de la source telle que :

$$\mu = \frac{1}{det(A^{-1})} = \frac{1}{(1-\kappa)^2 - \gamma^2} = \frac{1}{(1-\kappa)^2(1-g^2)}, \tag{3.28}$$

où γ est la norme du vecteur de cisaillement $\overrightarrow{\gamma}$, où g, le cisaillement réduit vaut $g = \frac{\gamma}{(1-\kappa)}$. On notera ici que l'amplification d'un objet peut être infinie si $g = -1$ ou $+1$. La position respective de ces deux valeurs définit, sur le ciel, deux lignes qui ne se croisent jamais appelés "lignes critiques". La projection de ces lignes d'amplification extrême dans le plan source forme des lignes (qui elles peuvent se croiser) appelées "lignes caustiques". Proches de ces lignes imaginaires l'amplification est extrême et les sources apparaissent plusieurs fois dans le champ de vue de l'observateur. Les

lignes critiques servent de référence aux observateurs et permettent de définir des symétries pour les images des sources très fortement amplifiées. On peut voir avec l'équation 3.20 que le nombre de solutions n'est pas forcément unique et dépend du nombre de zéros de la fonction. Il y aura autant d'images de la source sur le plan image qu'il y a de solutions à l'équation. On peut aussi raisonner en temps de parcours de trajet de la lumière. Imaginons une surface de temps de trajet pour une lentille donnée, les points *selles*, les *minima* locaux et les *extrema* locaux représentent des points stationnaires du temps de trajet des photons. Ces points stationnaires apparaissent de part et d'autre des lignes critiques et marquent la position des images multiples.
De manière générale les objets d'arrière plan, vont subir deux transformations majeures, un grossissement et un cisaillement. Les effets de grossissement et de cisaillement sont illustrés par la figure 3.3. Des transformations moins importantes existent et représentent des développements de Taylor à l'ordre supérieur dans l'équation des lentilles, on les appelle flexion de manière générale [Kneib and Natarajan, 2011]. Ils existent deux types de flexion, celles qui rendent les objets tripolaires et celles qui décentrent le profil de l'image.

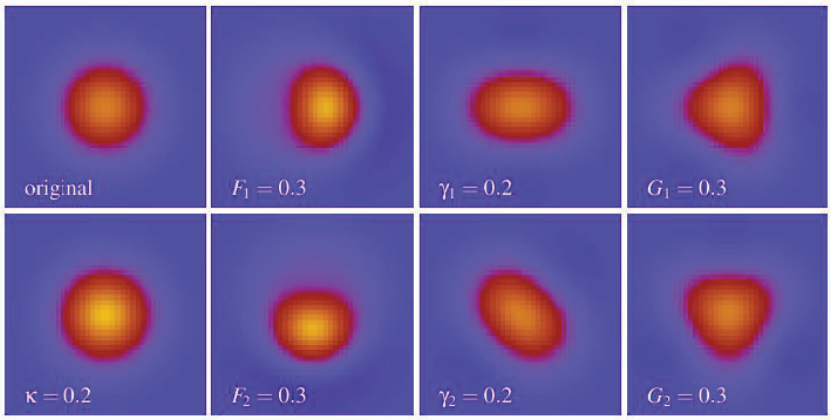

Figure 3.3 : Cette figure montre les différentes contributions apportées par les deux composantes des vecteurs de transformations du premier et du deuxième ordre induit par l'effet de lentille gravitationnelle, la convergence κ, le cisaillement γ (troisième colonne), la première et la deuxième flexion F et G qui sont les transformations du second ordre. On voit que la flexion F décale le centre de lumière, et la flexion G tord le profil de manière tripolaire [Meneghetti].

3.2.2 Différentes mesures de l'effet lentille gravitationnelle

Bien que le formalisme développé précédemment s'applique de la même manière à tous les objets, on distingue trois grandes familles d'études liées au phénomène de lentilles gravitationnelles.

— Les lentilles dites fortes (*strong lensing*) :
Elles regroupent une catégorie d'objets particuliers, qui sont assez massifs et compacts pour briser le front d'onde et courber l'espace-temps de telle manière que les rayons lumineux de galaxies d'arrière plan initialement divergeant aillent converger vers l'observateur après leur passage à proximité de la lentille. C'est comme ça que l'on peut observer plusieurs images

de la même galaxie dans un seul champ de vue.

— Les lentilles dites faibles (*weak lensing*) :
Le régime des lentilles faibles est tout ce qui s'étend en deçà de la densité critique qui brise le front d'onde. Les déformations que subissent les images de galaxies d'arrière plan sont faibles et en pratique tous les amas de galaxies présentent cet effet dans une certaine mesure. On va repérer ce signal faible dans les grands relevés du ciel, comme ceux du satellite Planck, qui pour être capable de mesurer le CMB doit corriger de cette effet de lentille faible.

— Les phénomènes impliquant des étoiles ou planètes (*micro lensing*) :
Il s'agit essentiellement d'évènements impliquant des astres qui sont amplifiés par une lentille souvent invisible ou très faible. Le premier évènement de microlensing detecté est rapporté par Chang and Refsdal [1979] où ils observèrent des fluctuations dans la lumière d'un quasar amplifié. Ils attribuèrent celles-ci aux perturbations de l'amplification apporté par le mouvement des étoiles dans la galaxies lentille. On utilise aussi le phénomène de *micro lensing* pour détecter des planètes dans notre galaxie. En effet, on pourra prendre comme example un alignement entre une étoile brillante, une étoile trop faible pour être détectée et la Terre. Dans cette configuration l'étoile faible agit comme lentille pour l'étoile brillante qui voit sont éclat augmenté. En mesurant la courbe de lumière de la conjonction on va pouvoir retrouver la masse de la lentille et ainsi avoir une idée de sa nature. Si une planète orbite autour de l'étoile lentille, la courbe de lumière de la source amplifiée va avoir plusieurs pics dans sa distribution qui sont autant de planètes.

3.3 Contraintes des modèles de lentille forte

À l'aide de l'effet de lentilles gravitationnelles on va vouloir remonter à l'origine de la déflexion des rayons lumineux via un modèle de lentille. Afin de pouvoir avoir un effet prédictif convenable, sur la masse par exemple ou toute autre caractéristique, ce modèle a besoin de contraintes. On se concentrera à partir de maintenant sur les lentilles fortes car ce sont elles qui font l'objet de cette thèse. Les contraintes de lentilles fortes peuvent être variées et je me propose d'en faire ici une liste :

— Les positions des images multiples sont les contraintes les plus évidentes et les plus utilisées. On pourra observer sur le schéma 3.4 une configuration typique de contraintes par images multiples avec le système vert, la ligne critique de la lentille étant dessinée en rouge. On voit les croix noires qui symbolisent les positions sur le ciel des trois images vertes. En utilisant ces contraintes on cherche a inverser la matrice d'amplification pour retrouver la position de la source. Parmi ces contraintes on fera la distinction entre celles où l'ont a accès à la position α et δ sur la sphère céleste et au redshift et celles où on a seulement accès à la position mais il manque l'information du redshift. Dans ces cas là, le redshift est considéré comme un paramètre libre et est minimisé par le modèle durant la procédure d'ajustement. Il y a une grande dégénérescence, entre la masse du potentiel déflecteur et le redshift de la source, un grand nombre d'images multiples permet de contrevenir à cette effet mais il

y a quand même une tendance générale à trouver un plus grand redshift et de plus petite masse défléctrice lorsque l'information du redshift des sources manque. On détaillera cela au chapitre 7

— À l'instar des positions d'images multiples, on peut aussi utiliser comme contraintes les rapports de flux entre objets. Tout comme les images multiples ce genre de contraintes va fortement influencer un modèle si les mesures sont fausses. Cette contrainte viendra souvent s'ajouter à la position des images multiples et ne sera pas utilisée toute seule car elle ne contraint pas très fortement la lentille si la position n'est pas fixe. La paire proche en bleu figure 3.4, présente un flux sensiblement similaire, en revanche la troisième image bleue éloignée des deux autres est toujours moins amplifiée. On pourra alors contraindre par exemple le rapport de flux entre cette troisième image et la paire proche. En pratique on utilisera peu cette contrainte dans les amas car la photométrie des galaxies est contaminée par celle de l'amas et fausse ainsi le rapport des flux. En revanche cette contrainte s'accommode bien pour des objets tels que les quasars ou les supernova.

— Les images d'une même source se placent de manière à peu près symétrique autour de la ligne critique. On peut ainsi identifier la position d'une ligne critique à l'aide d'une paire proche. Sur la figure 3.4 on pourra voir une telle paire dans le système jaune. En effet, en repérant l'alignement de la paire, on peut imposer aux modèles que la ligne critique passe par une certaine position. En fixant l'angle entre les deux objets de la paire on viendra alors minimiser la distance sur cette axe entre la ligne critique et le point de fusion de la paire. Cette contrainte est très semblable à celle des images multiples et on préfère généralement utiliser cette dernière car elle repose sur la détection d'objets physiques au contraire de la ligne critique qui repose sur un modèle de lentille.

— Le champ de vitesse d'une galaxie peut-être utilisé comme une contrainte. À l'aide d'un modèle de champ de vitesse raisonnable [Swinbank et al., 2006] placé dans le plan source, on peut vouloir faire correspondre ce champ de vitesse avec celui observé dans le plan image. Ainsi on utilise l'information spectrale des objets déformés. La figure 3.4 montre un schéma sur la droite où on peut voir un champ de vitesse relatif schématisé par le dégradé bleu rouge. Le schéma du haut montre ce champ de vitesse dans le plan source (non déformé) et le schéma du bas montre une configuration éventuelle de ce même champ de vitesse une fois transformé par la lentille. Des instruments comme des spectrographes à intégrale de champ sont à même de résoudre les champs de vitesse. Jusqu'à présent les limitations des modèles et des résolutions spectrales n'ont pas permis d'utiliser directement les champs de vitesse comme contraintes. Cependant, de travaux existent déjà où on a à l'inverse reconstruit le champs de vitesse des images dans le plan source afin de l'étudier [Livermore et al., 2015], Patricio et al. [2017] in prep.

— On peut aussi utiliser la flexion comme contrainte. Elle représente les déformations introduites pas l'effet de lentilles gravitationnelles à des ordres supérieurs à ceux du cisaillement et de l'amplification. La flexion agit de deux manières, elle applique une courbure à l'objet en même temps qu'elle déplace légèrement le centre de l'objet par rapport à ses bords

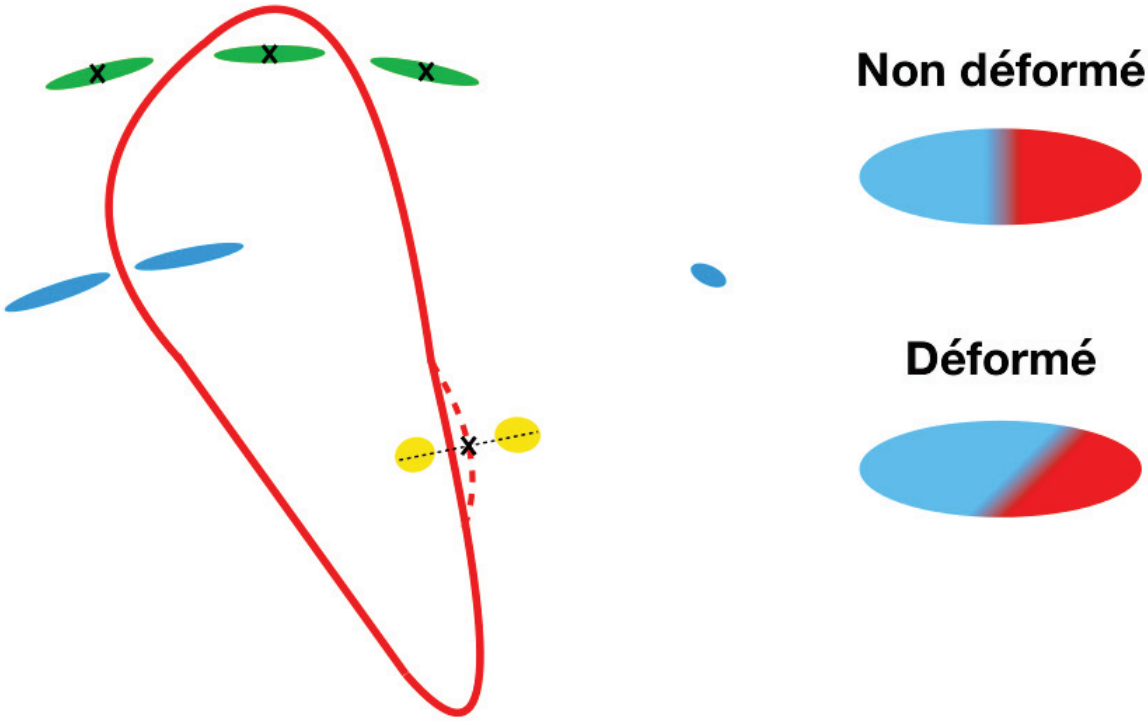

Figure 3.4 : À gauche : schéma de plusieurs configurations possibles pour des images multiples (en bleu, vert et jaune) autour d'une ligne critique (en rouge). À droite : schéma de transformation possible d'un champ de vitesse très simplifié par une lentille quelconque. Pour le détail sur leur intérêt, se référer à la section 3.3

et elle imprime une transformation qui tend à rendre les images plus "triangulaires" (voir Schéma 3.3). Ainsi par une mesure précise de la morphologie des galaxies on peut en théorie remonter à la valeur de la flexion et ainsi utiliser cette valeur pour contraindre notre modèle de lentille. L'algorithme HOLICs[Schneider and Er, 2008] peut mesure la flexion dans les relevées photométrique tel que HST. Markus Rexroth qui termine sa thèse de doctorat à l'EPFL de Lausanne en Suisse a en partie conduit une étude sur l'utilisation de la flexion dans les amas de galaxies.

3.4 Technique numérique

Il existe deux familles de modèles pour reproduire la distribution de masses dans les amas de galaxies. Les modèles dits paramétriques, où on impose une forme à la distribution de la masse et les modèles *free-form* autrement dit en français, "de forme libre". On fait souvent un abus de langage en appelant ces derniers non-paramétriques car il ne sont pas *stricto sensu* sans paramètres.
Les modèles paramétriques ont vu le jour en premier à cause du manque de contraintes disponibles. En effet, ce type de modèle permet de diminuer grandement le nombre de variables nécessaires pour modéliser l'amas grâce a des hypothèses physiques telles que la nature du profil de masse. Avec l'augmentation de la profondeur des observations le nombres de contraintes a augmenté

et le nombre de paramètre a suivi. On peut voir cette transition pour le modèle d'A370 avec [Kneib et al., 1993] qui modélise l'amas avec 12 paramètres libres puis [Richard et al., 2010a] avec 24 paramètres libres et enfin Lagattuta et al. 2017 (accepted) avec 36 paramètres libres. L'augmentation du nombre de contraintes a aussi permis de développer des techniques de modélisation non-paramétriques ([Saha and Williams, 1997],[Diego et al., 2005], [Coe et al., 2010]). Les modèles non-paramétriques ont besoin d'un grand nombre de contraintes car en s'affranchissant d'hypothèses comme la forme du profil de masse elles ne seront à même de briser la dégénérescence pour a forme du profil que si l'espace des possibles est assez restreint.
Dans la suite de cette section on mettra en relief les différentes techniques de modélisation des amas de galaxies tel qu'elles ont été présentées pour le challenge *Hubble Frontier Fields* [Meneghetti et al., 2016] (voir figure 3.5 la carte de la convergence κ des modèle ayant répondu au défi), qui visait à comparer différentes techniques de modélisation de deux simulations d'amas de galaxies. Avant de commencer à passer en revue les modèles paramétriques et non-paramétriques, j'aimerais lister les potentiels de distribution de masse utilisés par les différentes équipes.

SIS - PIEMD

Le profil de sphère isotherme singulière (SIS) a l'avantage de bien modéliser les courbes de vitesse de rotation plates des galaxies à disques. La courbe de rotation plate se modélise à l'aide d'une densité $\rho \propto r^{-2}$. Un tel profil avec une dispersion de vitesse constante permet d'obtenir un bon ajustement aux halos à l'échelle des amas (voir e.g. [Binney and Tremaine, 1987] pour plus de détails) et à l'échelle des halos de galaxies aussi(e.g. [Koopmans et al., 2009] pour son analyse sur 58 lentilles 'galaxie-galaxie' SLACS). Ce potentiel n'est pourtant pas tant utilisé car il n'est pas elliptique et la densité au cœur du profil est infinie et donc non physique.
La version tronquée de la distribution isotherme avec un cœur a elle une masse finie et une densité centrale finie. Sa version faisant apparaitre une ellipticité dans le profil offre de bon résultat pour la modélisation et a été intensivement utilisé pour la modélisation Eliasdóttir et al. [2007] on nomme généralement se profil dPIE (dual Pseudo Isothermal Elliptical mass distribution) ou PIEMD (Pseudo Isothermal Elliptical Mass Distribution). Sa densité en 2 dimensions s'écrit comme suit :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + r^2/r_{cut}^2)(1 + r^2/r_{core}^2)} \; ; \; r_{cut} > r_{core}, \tag{3.29}$$

ρ_0 est densité centrale, r_{cut} le rayon de coupur et r_{core} le rayon de cœur définissent trois régions. Une région centrale avec une densité proche $\rho \approx \rho_0$, une région extérieure montrant un profil très à pic en $\rho \approx r^{-4}$ et une région entre les deux se rapprochant d'un profil isotherme.
Un des aspects qui rend ce profil très populaire et le fait que ses dérivés premières (le déplacement / la déflexion) et secondes (la matrice d'amplification) ont un développement analytique ce qui économise un temps de calcul précieux lors de la minimisation du modèle.

On peut relier ρ_0 à la dispersion de vitesse du potentiel à l'aide de la relation suivante :

$$\sigma^2_{PIEMD} = \frac{4}{3} G\pi\rho_0 \frac{r^2_{core} r^3_{cut}}{(r_{cut} - r_{core})(r_{cut} + r_{core})^2} \tag{3.30}$$

NFW

Le profil NFW de (Navarro Frank and White [Navarro et al., 1997]) est issu de son bon rapprochement avec les profils de matière présents dans les simulations numériques, essentiellement celle contenant uniquement la matière noire. Le profil NFW a permis dans des simulations de formation et évolution des structures dans l'Univers d'ajuster des densités de matière noire présentant une large fourchette de masse $10^9 - 10^{15} M_\odot$. Son profil se caractérise comme suit :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \tag{3.31}$$

ρ_s et r_s sont les paramètres libres du modèle. Un inconvénient de l'utilisation du profil NFW est qu'il est dérivé de son accord avec les simulations de matière noire seulement. En réalité l'influence des baryons dans la région centrale de l'amas, proche des galaxies cD ou de la galaxie la plus brillante de l'amas (BCG ; Brightest Cluster Galaxy) joue un rôle significatif en terme et de masse et de modification du profil. Un autre inconvénient est que les profils NFW n'ont pas de dérivées analytiques, certaines des propriétés de l'effet de lentille gravitationnelle ont besoin de ces dérivées, qu'il faut alors calculer numériquement.

Pseudo-Jaffe

Ce profil est issu du profil de Jaffe standard [Jaffe, 1983] qui à l'origine a été construit pour modéliser le profil de lumière de galaxies sphériques. On vient ensuite le modifier avec un rayon de cœur pour en faire un potentiel pseudo-Jaffe. Sa densité se décrit comme suit :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0/4\pi}{(r^2 + r^2_{core})(r^2 + r_{cut})}, \tag{3.32}$$

ρ_0, r_{core} et r_{cut} revêtent les mêmes aspects que pour le profils PIEMD en définissant plusieurs régions de pente différentes. Un modèle pseudo-Jaffe est équivalent à une combinaison de deux profils sphériques isotherme avec de faible pente.

Sérsic

Le profil de Sérsic [Sérsic, 1963], initialement développé pour imiter le profil de lumière des galaxies peut très bien être ajusté à un profil de densité :

$$ln\, I(R) = ln\, I_0 - kR^{1/n} \tag{3.33}$$

I_0 est l'intensité à $R = 0$ et n est l'index de Sérsic qui controle le degré de courbure du profil. Les petites valeurs de n donnent un profil moins concentré au centre et une pente plus douce.

Plummer

Le profile de Plummer [Plummer, 1911] a d'abord été utilisé pour modéliser le profil de densité des amas globulaires :

$$\left(\frac{3M}{4a^3}\right)\left(1+\frac{r^2}{a^2}\right)^{-5/2} \tag{3.34}$$

M est la masse totale de l'amas et a est le rayon de Plummer, il s'agit d'un paramètre d'échelle qui fixe la taille de l'amas. Le profil de Plummer a une densité au cœur finie et chute en r^{-5} à grand rayon.

3.4.1 Modèles paramétriques

Les modèles paramétriques vont utiliser des potentiels de masse, pouvant avoir différentes formes afin de représenter la distribution de masse de l'amas de galaxies. On ajuste alors les paramètres des potentiels tel que la position, l'ellipticité, le rayon ou la concentration en fonction des contraintes du modèle. Je présente ici quelques modèles paramétriques similaires au logiciel Lenstool utilisé dans cette thèse, avant de consacrer à ce dernier un développement plus approfondi section 3.5

— GLAFIC [Keeton, 2001] : modélise la distribution de masse de divers potentiels à diverses échelles. Les galaxies membres d'amas sont modélisées à l'aide de pseudo-potentiel de Jaffe [Keeton, 2001] et pour réduire le nombre de paramètres la dispersion des vitesses et le rayon de troncature sont issus d'une mise à l'échelle par la luminosité de la galaxie. Les paramètres de normalisation de ces lois d'échelle sont eux ajustés durant la procédure de minimisation (voir [Oguri, 2010]). De manière générale, une méthode de minimisation par le χ^2 est utilisée pour diminuer les distances des images multiples d'un même système dans le plan source (bien qu'il soit possible de le faire dans le plan image). L'utilisation de contraintes tel que le décalage temporel entre les images multiples, le ratio des flux, le cisaillement réduit et la valeur d'amplification pour différentes positions du ciel ont aussi été implémentées comme contraintes éventuelles dans l'algorithme de GLAFIC, lui donnant ainsi d'autres types de contraintes, pouvant s'étendre au delà de la zone d'images multiples et ainsi reposer sur des galaxies qui ne sont pas images multiples. (Lenstool aussi possède aussi ce genre de contrainte)

— LTM (Light-Traces-Mass) [Broadhurst et al, 2005, Zitrin et al, 2009a] : Cette modélisation repose sur l'hypothèse que la lumière de l'amas est un traceur de la distribution de masse et ainsi en modélisant la lumière on peut approximativement déduire le potentiel de masse globale (matière noire + galaxies). Ce modèle fut à l'origine développé pour obtenir des modèles d'amas très rapidement, avec peu de paramètres à ajuster et grandement prédictif

pour les image multiples et la taille des lignes critiques. La technique a notamment été utilisé dans CLASH [Zitrin et al., 2015] et aussi pour modéliser des milliers d'amas SDSS [Zitrin et al., 2012]. La technique LTM utilise 4 paramètres. Les galaxies sont modélisées par une distribution de masse en loi de puissance en fonction de leur luminosité, l'exposant de cette loi est le premier paramètre. Les galaxies modélisées ainsi sont ensuite lissées avec soit une interpolation de Spline soit plus généralement avec un kernel gaussien pour former le potentiel à grande échelle, le deuxième paramètre est soit le degré de l'interpolation soit la taille du kernel. Cette composante à grande échelle mime la distribution de la matière noire à l'échelle de l'amas. Les deux composantes à large et petite échelle sont ensuite ajoutées l'une à l'autre avec un certain ratio (typiquement les galaxies représentent quelque centièmes de la masse totale) ce ratio est le troisième paramètre. Le quatrième paramètre est la normalisation globale de la densité en fonction du redshift de l'amas. D'autres paramètres peuvent être ajoutés aux modèles pour offrir plus de flexibilité en détachant par example la BCG de la loi d'échelle pour permettre une ellipticité variable ou inclure un rayon de cœur. La technique LTM est très rapide et est prédictive mais elle ne peut pourtant pas atteindre des précisions équivalentes aux autres méthodes (typiquement une rms $\approx 1''$ou $2''$) car la méthode n'offre pas assez de souplesse dans la distribution de masse [Zitrin et al., 2015, Meneghetti et al., 2016].

— PIEMDeNFW basé sur la méthode précédente cette méthode ajoute des potentiels paramétriques (typiquement NFW ou PIEMD) pour modéliser plus précisement le potentiel à grande échelle (e.g. [Zitrin et al., 2009b]). En ce sens elle ressemble beaucoup à GLAFIC ou Lenstool. Je ne détaillerai donc pas plus cette méthode.

3.4.2 Modèles non-paramétriques

Les techniques non-paramétriques offrent une approche très intéressante car rien n'impose un profil particulier à la distribution de masse. Souvent utilisées pour les lentilles en régime faibles ces techniques permettent de pouvoir détecter de la masse sans poser d'a priori sur sa distribution, les travaux de [Jauzac et al., 2012] ont permis par exemple de découvrir un possible filament de matière noire de la toile cosmique. Avec assez de contraintes, les modèles non-paramétriques sont viables aussi en régime fort des lentilles gravitationnelles. La contre-partie de ces techniques est qu'on parvient moins bien à dériver les paramètres physiques des constituants de la lentille car la distribution de masse est morcelée sur une grille. Par exemple, la dispersion des vitesses, qui dans les modèles paramétriques peut-être un paramètre immédiatement contraint, et ne pourra pas être aisément dérivé à partir d'une grille de masse. En revanche si la matière noire présente une distribution originale, qui n'est pas capturée par un profil habituel, les modèles paramétriques sont à même de la détecter beaucoup plus facilement.
On passera en revue les techniques non-paramétriques pour modéliser des amas de galaxies tels qu'elles sont présentées par Meneghetti et al. [2016] :

— GRALE [Liesenborgs et al., 2006] : Cette technique de reconstruction utilise une grille

adaptative où chaque pixel est associé à une densité projetée d'un potentiel de Plummer. Cet algorithme génétique va ensuite faire évoluer le modèle et raffiner les régions les plus denses avec d'autres projections de profil de Plummer ajusté à la largeur de la case. Un plan constant de masse est aussi ajouté à la reconstruction de telle manière que les cases de la grille ne modélisent que les sur-densités. Chaque modèle est jugé par un ajustement aux contraintes avant d'être cloné et soumis à muter pour faire évoluer la population de modèle. Aucun pré-requis par rapport à la masse visible n'est mis initialement en place. En faisant ça GRALE est la technique la plus a même de tester l'hypothèse qui veut que la masse suive le lumière. [Mohammed et al., 2014] [Sebesta et al., 2016].

— LensPerfect [Coe et al., 2008, 2010] : Cette technique consiste en une inversion de matrice qui se base sur un schéma d'inversion utilisant des fonctions à base radiale. L'inversion de la matrice permet de retrouver le champ de déflexion permettant de reproduire les positions des images multiples de manière très précise et après interpolation des vecteurs [Fuselier, 2008], on obtient une carte 2D de déflexion. De cette carte on peut déduire la masse, l'amplification et les autres caractéristiques de la lentille gravitationnelle. LensPerfect ne fait pas non plus d'hypothèse sur le fait que la masse suive la lumière.

— WSLAP+ [Diego et al., 2016, Lam et al., 2014] : Cette technique non-paramétrique place une grille régulière à grande échelle sur l'amas et à chaque case se voit attribuer une masse. Itérant ensuite sur la distribution de masse, le logiciel cherche à minimiser dans le plan source la distance entre les images d'un même système. Après une première solution acceptable il inclut les galaxies elliptiques comme des potentiels NFW à l'aide d'une relation Masse-Luminosité. WSLAP+ n'est pas une méthode entièrement non-paramétrique mais elle rentre tout de même dans cette catégorie en ne proposant pas de paramétrisation pour le profil de matière noire à grande échelle.

— SWUnited [Bartelmann et al., 1996, Bradač et al., 2009] : Cette technique se base sur une grille adaptative non-régulière contraintes par les images multiples autant que les données de lentille en régime faible si elles sont disponibles. La position de la grille est arbitraire et la minimisation s'opère itérativement en partant d'une grille avec de large cellules et en raffinant le nombre de cellule au fur et à mesure des itérations. Chaque nouvelle itération est comparé à la précédente pour voir si il y a une amélioration. Un des avantages de cette technique est qu'elle permet une forte densité de cellules là où le signal est important et ne conserve que des cellules larges lorsque le signal est faible. Cependant la méthode est instable et il faudra appliquer une régularisation afin de ne pas avoir des solutions qui divergent où que le résultat final se retrouve être un minima local dans lequel le modèle serait resté bloqué.

Les techniques non-paramétriques présentées ici bénéficie d'un grand nombre de contraintes et sont donc viables, mais elles sont très dépendantes de la zone où sont délimitées les contraintes. En effet, elles ont un pouvoir prédictif limité car elles vont simplement "placer de la masse" là où c'est nécessaire pour reproduire les contraintes du modèle. Si une partie du modèle n'est pas ou peu contrainte, la distribution de masse peut s'en retrouver affectée. Certaines techniques de

régularisation permettent de contrevenir à ça, comme une symétrisation du potentiel.
On peut voir figure 3.5, le résultat de ces différentes techniques de reconstruction pour l'amas simulé ARES tel que raporté par Meneghetti et al. [2016] lors du défi *Hubble Frontier Fields* .

3.4.3 Reconstruction physique des potentiels en 3D

On peut vouloir aller plus loin dans la modélisation de la distribution de masse des amas de galaxies et tenter de retrouver à partir de la densité de masse surfacique sa distribution tridimensionnelle. Il y a une preuve observationelle pour motiver la triaxialité des halos de matière des amas de galaxies et aller au delà de l'hypothèse d'une sphère. Comme justement révélé par Limousin et al. [2013], de nombreuses études ont cherché à retrouver la réelle forme des halos. À l'aide densité des galaxies membres de l'amas [Carter and Metcalfe, 1980] [Binggeli, 1982], à l'aide de la brillance de surface du rayonnement X ([Fabricant et al., 1984, Buote and Canizares, 1996, Kawahara, 2010] [Lau et al., 2012]), à l'aide de la cartographie de la pression du gaz détectée via l'effet Sunyaev Zeldovich [Sayers et al., 2011] et à l'aide de l'effet de lentille gravitationnelle, que ce soit en régime fort [Soucail et al., 1987] ou bien faible [Evans and Bridle, 2009, Oguri et al., 2010, 2012].
Combiner les informations de l'émission X et SZ, peut permettre de reconstruire les caractéristiques tridimensionnelles d'un amas en utilisant la dépendance du signal (X ou SZ) pour différentes propriétés du gaz. En effet, comme on l'aura vu au chapitre 2.3 la brillance de surface en X est proportionnelle à l'intégrale le long de la ligne de visée du carré de la densité d'électron et l'effet SZ est proportionnelle à la pression intégrée le long de la ligne de visée.
A l'heure actuelle la considération de modèles d'amas à morphologie tri-axiale n'est pas dominante dans les reconstructions de lentilles en régime fort, car si la contrainte sur la distribution tri-axiale est plus évidente de par la nature du rayonnement X et de l'effet SZ, la modélisation de la masse reste un problème mal contraint, comme souligné par Sereno et al. [2017] pour l'amas MACS1206.

3.5 Cas particulier de Lenstool et méthodologie de la modélisation

Lenstool [Kneib et al., 1993, Jullo et al., 2007] [1] est un logiciel de la catégorie des logiciels paramétriques. Dans son mode optimisation, Lenstool peuple l'espace des paramètres à l'aide d'un algorithme bayésien qui se base sur une approche de type Monte-Carlo à Chaines de Markov (MCMC) nommé Bayesis [Skilling, 2004]. L'algorithme converge ensuite vers la meilleure solution avec une méthode de recuit simulé sélectif [Jullo et al., 2007]. Cette approche bayésienne permet d'obtenir en sortie une distribution postérieur de probabilités servant à mesurer la confiance et les barres d'erreurs de chacun des paramètres du modèle. Lenstool possède un large échantillon de potentiels pour modéliser les lentilles gravitationnelles (SIS - NFW - loi de puissance - profil de King - profil de Sérsic - PIEMD - PIEMD avec ellipticité variable - cisaillement externe - etc..).
Je vais décrire dans cette section la méthodologie générale que j'ai utilisée pour modéliser les amas avec le logiciel paramétrique Lenstool . Cette approche est générale pour les modèles paramé-

1. https://projets.lam.fr/projects/lenstool

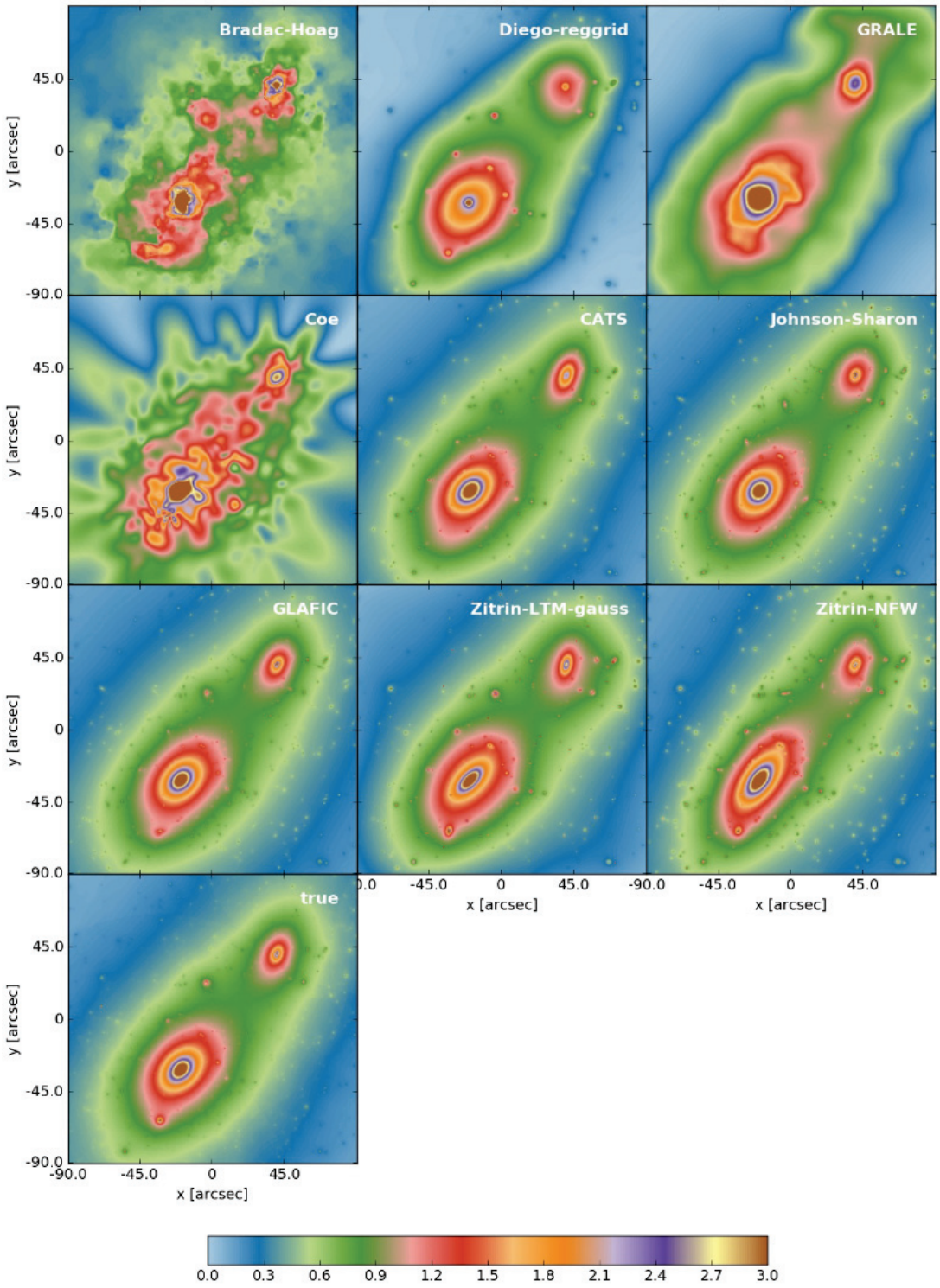

Figure 3.5 : La carte de convergence κ à z=9 pour ARES, une des deux simulation d'amas issue de Meneghetti et al. [2016]. Les 9 premiers panneaux montrent les modèles des différentes équipes tandis que le dixième montre la vraie carte de convergence. Les 4 premières panneaux montrent les modèles issues de méthodes non-paramétriques. Les 5 panneaux suivants montrent les modèles paramétriques. On aura de gauche à droite et d'en vers le bas : Bradač et al. [2009] (Bradac-Hoag SWUnited), Diego et al. [2016] (Diego-reggrid WSLAP+), Liesenborgs et al. [2006] (GRALE), Coe et al. [2010] (Coe LensPerfect), [Jullo et al., 2007] (CATS LENSTOOL), Sharon et al. [2012] (Johnson-Sharon LENSTOOL), [Oguri, 2010] (GLAFIC), [Zitrin et al., 2009b,a] (Zitrin-LTM-gauss Zitrin-NFW).

triques et a été utilisé dans de nombreux articles depuis les premières utilisation de LENSTOOL [Kneib et al., 1996] jusqu'aux plus récent modèles [Lagattuta et al., 2017, Mahler et al., 2017].

3.5.1 Halos à l'échelle des amas

On placera en premier lieu dans les modèles de masse un ou plusieurs halos de matière noire à grande échelle, couvrant presque tout le cœur de l'amas. Ces halos sont généralement centré aux alentours de la galaxie cD/BCG, galaxie la plus brillante de l'amas. Ils reproduisent à la fois le halo de matière noire et le gaz chaud de l'ICM. Comme discuté précédemment, les profils NFW ou PIEMD sont souvent utilisés pour modéliser ces halos. Les amas de galaxies présentant des sous-structures verront leur nombre de halos de matière noire à grande échelle augmenter surtout si ces sous-structures sont toujours en train de fusionner. On aura alors besoin de plusieurs halos pour modéliser l'amas [Mehlert et al., 2001]. On peut voir figure 3.6[2] l'amas du Boullet qui est un exemple type . Le nombre final de sous-structures n'est pas évident à déterminer et chaque halo ajouté doit être jugé au regard de l'amélioration du modèle et de sa nécessité.



Figure 3.6 : Amas du boulet. En rose, l'émission X du gaz chaud, en bleu le signal détecté par effet de lentille gravitationnelle en régime faible, qui correspond aux halos de matière noire à grande échelle. Image composée d'après les travaux de [Clowe et al., 2006, Markevitch, 2006] (voir l'hyperlien)

3.5.2 Halos à l'échelle des galaxies

Les galaxies d'amas possèdent aussi un halo de matière noire qui leur est propre et qui peut aussi très bien être approximé par un profil PIEMD ou bien Sérsic. On modélisera en pratique les galaxies de deux manières différentes. On modélisera individuellement plusieurs types de galaxies comme les BCGs, celles ayant une forte influence sur la position d'images multiples et les galaxies présentes sur la ligne de visée mais ne faisant pas partie de l'amas. On modélisera le reste des galaxies membres de l'amas à l'aide d'une relation d'échelle qui se base sur leur lumière.

2. https://apod.nasa.gov/apod/ap060824.html

Cette relation permet de réduire grandement le nombre de paramètres. Je détail ici chacune des catégories :

Les galaxies individuelles

Plusieurs galaxies nécessitent d'être modéliséee séparément. L'alignement entre les halos à grande échelle et les galaxies cD ou BCGs n'est pas parfait, dès lors on cherchera plutôt à modéliser ces dernières séparément des halos de matière noire. Ces galaxies sont également le point de convergence de la fusion de galaxies dans les amas et cela leur procure en soit un aspect différent des autres galaxies. Il peut y avoir plusieurs galaxies cD dans l'amas et comme rapporté par [Newman et al., 2013b,a] il est conseillé de modéliser alors ces galaxies de manière individuelle.
La position des images multiples est sensible essentiellement à la taille du profil de densité et moins à la masse du potentiel lui-même c'est pourquoi on pourra dans certains cas modéliser séparément des galaxies d'amas afin de pouvoir ajuster au mieux leurs profils aux contraintes. Il est même possible que la conjonction de la source et de la lentille s'opère de tel sorte qu'une des images multiples d'un système soit multipliée une nouvelle fois par une galaxie, c'est le cas de deux galaxies d'amas dans MACS0416 [Zitrin et al., 2013, Vanzella et al., 2017 et Richard et al. in prep.] comme on peut le voir figure 3.7.

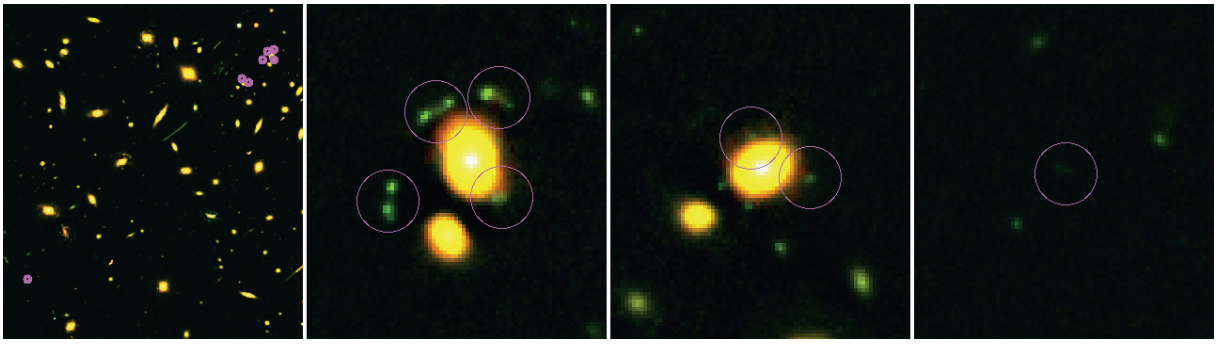

Figure 3.7 : On peut voir sur cette image un cercle de 0.5 $''$ de rayon entourant chaque images d'un même système apparaissant dans l'amas de galaxies MACS0416. On identifie sur le panneau de gauche les trois groupes d'images qui apparaissent sur les panneaux suivants. En génerale peu de galaxies d'amas se retrouvent dans ce cas particulier d'évènements où une des images d'un système multiple de l'amas passe proche d'une galaxie membre de l'amas et se voit alors lentillée une nouvelle fois. On choisira donc souvent de modéliser ces galaxies lentilles en dehors de la loi d'échelle utilisée pour les galaxies membres.

D'autres galaxies doivent être modélisées à part. Comme on fait l'hypothèse des lentilles minces, on assimile l'amas de galaxies à un plan mais si des galaxies massives (susceptibles d'avoir une influence sur la position des images multiples) sont situées derrière ou devant l'amas elles ne suivent pas la relation mass-lumière de l'amas. Lenstool ne permet pas d'optimiser des galaxies derrière un amas en même temps que celui-ci. On contourne ce problème en transformant les paramètres de la galaxie pour les faire correspondre à une galaxie fictive dans le plan de la lentille. Pour trouver les valeurs de ces paramètres fictifs, on multiplie la valeur réel à l'aide du ratio des distances

diamètre angulaires entre nous et l'amas et entre nous et la galaxie (voir rapport D_{LS}/D_S eq. 3.3).
La dernière catégorie de galaxies qu'on peut vouloir modéliser individuellement sont les galaxies spirales ou les galaxies méduses (*jelly-fish*). En effet, ce sont des spécimens suffisamment rares et atypiques pour un amas, pour qu'elles soient modélisées séparément des autres galaxies aussi si nécessaire.

Une loi d'échelle pour diminuer le nombre de paramètres

L'étude d'effets de lentille gravitationnelle de type galaxie-galaxie a montré qu'une forte corrélation existe entre la lumière des galaxies elliptiques et leur halos de masses de matière noire [Mandelbaum et al., 2006, Gavazzi et al., 2007]. On pourra donc faire correspondre la mesure de lumière d'une galaxie avec sa masse totale (matière noire + baryons). Les galaxies membres de l'amas sont majoritairement elliptiques. Prisent individuellement, elles ne contribuent que peu à la masse totale de l'amas, en nombre leur masse sera significative. Brainerd et al. [1996] ont regardé des événements galaxie-galaxie et ont montré qu'un profil PIEMD permet de reproduire le profil des halos de galaxies. En effet le rayon de coupure de ce profil permet de reproduire les tailles des halos de manière convaincante. Limousin et al. [2009] met en avant un effet de *halo stripping* lors de la chute de la galaxie dans l'amas comme raison principale à ces profils coupés.
Afin de mettre en œuvre une relation liant la lumière des galaxies et leur potentiel on va créer le profil PIEMD d'une galaxie type d'une luminosité $L^\star$ qui aura des paramètres $\sigma_0^\star$, $r_{core}^\star$ et $r_{cut}^\star$. C'est Faber et Jackson [Faber and Jackson, 1976] qui parmi les premiers ont mis en évidence une relation entre la dispersion de vitesse σ_0 à la luminosité des galaxies elliptiques.Ensuite on va utiliser une loi d'échelle pour chacune des galaxies de telle sorte que les paramètres de leur profil PIEMD suivent les relations suivantes basé sur la galaxie typique :

$$\sigma_0 = \sigma_0^\star \left(\frac{L}{L^\star}\right)^{1/4}, \tag{3.35}$$

$$r_{core} = r_{core}^\star \left(\frac{L}{L^\star}\right)^{1/2}, \tag{3.36}$$

$$r_{cut} = r_{cut}^\star \left(\frac{L}{L^\star}\right)^{\alpha}, \tag{3.37}$$

L'exposant 1/4 et 1/2 correspondent aux valeurs du profil de lumière oberservé pour les galaxies elliptiques (voir Brainerd et al. [1996] et les références à l'intérieur). On utilisera souvent comme valeur $\alpha = 0.5$, qui correspond à un rapport masse-luminosité constant et indépendant de la luminosité de la galaxie comme on peut le voir à l'éq 3.38. Si $\alpha = 0.8$ le rapport masse-luminosité est proportionnel à $L^{0.3}$, ce qui correspond aux relations trouvées par Jorgensen et al. [1996] ou Halkola et al. 2006. D'autres relations d'échelle sont possibles et par exemple celle développée dans Leauthaud et al. [2011] relie directement la distribution de masse à celle des étoiles.

De manière générale la masse des potentiels PIEMD se calcule de la façon suivante.

$$M = \frac{\pi}{G}(\sigma_0^\star)^2 r_{cut}^\star \left(\frac{L}{L^\star}\right)^{1/2+\alpha} \tag{3.38}$$

De manière pratique, pour les galaxies d'amas en fixera la valeur de $r_{core}^\star$ (e.g. 0.15kpc) car elle est trop petite, bien en dessous de la résolution spatiale [Limousin et al., 2005, 2006]. La relation unissant les paramètres a une origine plus profonde. En effet, on observe pour les galaxies elliptiques trois quantités fortement reliées qui sont la dispersion de vitesse centrale σ_0, le rayon effectif R_e (contenant la moitié de flux total) et la brillance de surface moyenne $\langle I_e \rangle$ à l'intérieure du rayon effectif R_e. Ces trois quantités forment un plan appelé plan fondamental qui peut être défini comme ceci [Mo et al., 2010] :

$$\log R_e = a\ \log\sigma_0 + b\ \log\langle I_e \rangle + constante \tag{3.39}$$

Le relation de Faber-Jackson et l'une des projection de se plan. Quelques initiatives pour utiliser dans les amas la relation du plan fondamental au lieux de celle de Faber-Jackson existent [Paraficz et al., 2017] mais restent marginale pour l'instant, essentiellement car les contraintes sur les modèles ne sont pas encore assez nombreuses.

3.5.3 Approche hybride de Lenstool

Lenstool permet aussi une approche hybride de la reconstruction de modèle [Jullo and Kneib, 2009]. Cette approche consiste à placer sur une grille hexagonale des potentiels PIEMD. En fixant r_{core} et r_{cut}, on pourra avec avec cette grille, pour un certain σ représenter un potentiel plat On fera ensuite varier dans la procédure de minimisation uniquement le paramètre σ de chaque élément de la grille. (e.g. Johnson et al. [2017]).

Le 15 juin, j'ai été de Windsor à Slough chez le docteur Herschel où j'ai vu le grand télescope - il a quarante pieds de long et 5 de diamètre, la machine est très grande, mais si ingénieuse qu'un seul homme peut facilement la mettre en marche.

Le musicien Joseph Haydn lors de son voyage à Londres en 1792

4

Recherche automatique d'images multiples

4.1 Mise en contexte

La plupart des observations actuelles portant sur les amas de galaxies produisant des images multiples sont inspectées visuellement afin de déceler les systèmes multiples et ainsi remonter au potentiel de lentille. L'inspection visuelle de ces systèmes est justifiée historiquement par le petit nombre de systèmes multiples visible dans les observations. En effet, les premières observations peu profondes ne permettaient pas d'obtenir un grand nombre d'images multiples [Kneib et al., 1996]. L'arrivée des observations avec une profondeur comparable à ceux de *Hubble Frontier Fields* [Jauzac et al., 2016d] a accru considérablement (>100) le nombre d'images multiples présentes pour un seul amas et le besoin de méthode automatique de detection s'est fait sentir. Il faut faire la distinction avec les grands relevés du ciel tel que le SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*, Rykoff et al. [2014]) qui ont vu apparaitre des algorithmes de détection d'arc gravitationnelles [Alard, 2006, Bom et al., 2017] qui identifient essentiellement des arcs gravitationnels géant à cause leur nature exceptionnelle et leur morphologie atypique. Ces détections ont permis de faire des prédictions cosmologiques du nombre de lentilles. Dans les observations ciblées sur les amas massifs, l'œil et le cerveau humain s'avèrent être une formidable machinerie pour détecter les images multiples. En effet, les symétries en miroir associées à une déformation sont loin d'être un obstacle pour l'humain alors qu'ils représentent un défi technique important pour des algorithmes qui voudraient détecter ces structures. D'autant plus que sur une image en trois couleurs, l'œil humain distingue facilement la morphologie associée à la couleur, par exemple des régions de formations d'étoiles qui apparaissent comme des zones d'émissions bleues sur une galaxie rouge. Toute ces caractéristiques évidentes pour l'œil humain, le sont moins pour un algorithme qui

doit quantifier ces valeurs. Afin de porter un regard critique sur ces questions on pourra garder à l'esprit que le but est de développer des méthodes afin de mesurer ou comparer deux galaxies pour éprouver l'hypothèse de leur multiplicité. Ces méthodes peuvent soit reposer sur les propriétés conservées lors de l'effet gravitationnelle, soit reposer sur un modèle préliminaire de lentille.
Plusieurs initiatives dans la communauté ont été prises en ce sens, par exemple Diego et al. [2015a,b, 2016] utilisent des méthodes basées sur leurs modèles de lentilles pour comparer visuellement si, en projetant dans le plan source une des images d'un système ils arrivent à prédire une morphologie similaire aux contre-images du même système. Fu et al. [2012], MacKenzie et al. [2014], Jauzac et al. [2016a], Dessauges-Zavadsky et al. [2016], proposent une approche différente mais toujours dépendante d'un modèle de lentille, ils tentent de modéliser dans le plan source une galaxie à l'aide d'un ou plusieurs profils gaussiens et montrent qu'une fois projetée dans le plan image et convoluée avec la réponse impulsionnelle spatiale de l'instrument, la morphologie des images observées est semblable à celle modélisée. Basé sur une des images d'un système, Lam et al. [2014] proposent, en plus de la méthode suivie par Diego et al. [2015a], de comparer les magnitudes des objets prédits par le modèle avec les contre-images du systèmes, cette approche basée sur une valeur quantifiable permet de mesurer quantitativement la distance entre la prédiction par le modèle et celle mesurée et ainsi niveler les systèmes sur une échelle.
Toutes ces initiatives dépendent d'un modèle de lentille préliminaire. D'autres initiatives comme celle de Wang et al. [2015] reposent sur une propriété intrinsèque des images multiples, à savoir la couleur des galaxies. En effet, les images d'une même source présentent la même couleur, ainsi ils minimisent un χ^2 entre 4 couleurs basé sur les 7 filtres utilisés dans *Hubble Frontier Fields* prises sur 2 galaxies différentes. Ils utilisent les couleurs suivantes : F435W-F606W, F814W-F105W, F125W-F140W et F140W-F160W. Cette technique présente l'avantage de ne pas avoir à se soucier du flux des galaxies car elle ne compare que la couleur des galaxies, l'ennui c'est que des 7 filtres, ils n'utilisent que 4 couleurs dont 2 d'entre elles sont corrélées car elles utilisent toutes les deux la magnitude dans le filtre F140W.
L'effet de lentille gravitationnelle préserve aussi la brillance de surface des images et c'est ce dont Florian et al. [2016a,b] tirent bénéfice. Ils mesurent cette brillance de surface à l'aide du coefficient de Gini [Abraham et al., 2003] qui quantifie l'intégrale sous la courbe de distribution de flux dans une image. Combinée à l'information de la couleur ils utilisent le coefficient de Gini pour identifier les systèmes multiples Cependant, le coefficient de Gini dépend de la PSF (*Point Spread Function*) de l'image. En effet, les sources trop petites par rapport à la PSF vont être biaisées dans la distribution de profil de lumière.

4.2 La méthode du SEDχ^2

4.2.1 Généralités

La méthode d'identification d'images multiples que je propose repose sur la conservation de la couleur des galaxies, en effet l'effet de lentille gravitationnelle est achromatique il va donc conserver

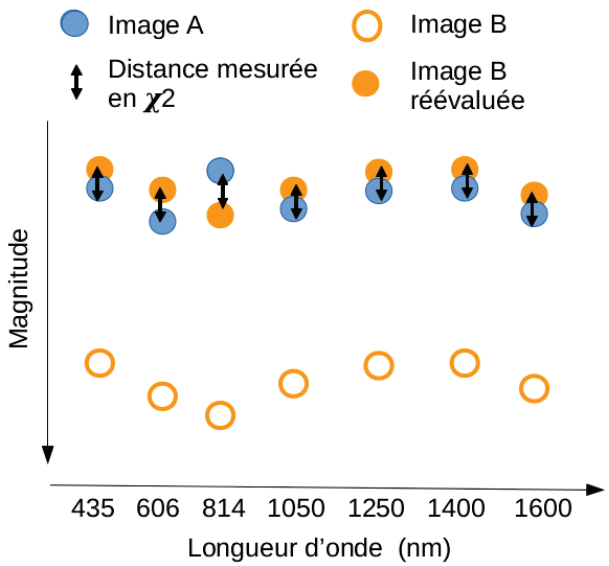

Figure 4.1 : Illustration de la technique de minimisation par le χ^2 de deux distributions spectrales d'énergie (SED) avec une constante de minimisation qui réajuste un des deux flux. Ici l'illustration est faite pour des magnitudes, mais la même opération s'effectue en flux.

la forme de la distribution spectrale d'énergie (SED) des galaxies sources. Ainsi si on mesure la SED de deux galaxies on va pouvoir regarder à quel point leurs SED se ressemblent à l'aide d'une minimisation par le χ^2. Le paramètre sur lequel la minimisation s'opère est un facteur multiplicatif α qui va permettre de re-échelonner le flux d'une galaxie pour coller au plus près de l'autre. La valeur du χ^2 sera ainsi une mesure de la ressemblance des SED et le paramètre α lui représente le rapport de flux entre les deux images. Cette valeur peut-être comparée avec le rapport des amplifications de deux images dans un modèle.
La formule de minimisation est la suivante :

$$\chi^2_\nu = \frac{1}{N-1} \min_\alpha \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{(f_i^A - \alpha f_i^B)^2}{\sigma_i^{A\,2} + \alpha^2 \sigma_i^{B\,2}} \right) \tag{4.1}$$

Où N est le nombre total de filtre en commun pour les deux images, $(f_i^X,\ \sigma_i^X)$ l'estimation du flux et son erreur dans le filtre i pour les images A et B considérées dans le calcul du χ^2. Cette méthode offre donc deux leviers pour juger de l'hypothèse de multiplicité entre deux galaxies. L'une des deux valeurs, le χ^2 est indépendante du modèle alors que α dépendant lui d'un modèle car il faut le comparer aux amplifications prédites pour les images.
La figure 4.1 illustre la technique de minimisation.
Le nombre de filtres en commun N va jouer un rôle important dans la mesure du χ^2 et il est nécessaire de normaliser la valeur issue de la minimisation par le nombre de filtres pour avoir un χ^2 réduit : χ^2_ν. En effet, si on compare deux SED de deux galaxies n'ayant que deux filtres en commun

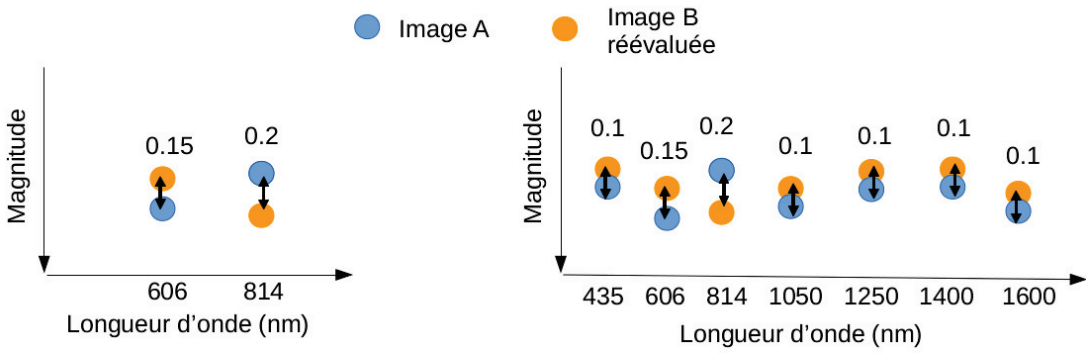

Figure 4.2 : Illustration de deux minimisations par le χ^2 de deux distributions spectrales d'énergie (SED).Au dessus de chaque comparaison est noté une valeur quantitative du χ^2 pour un filtre. À gauche une minimisation avec seulement deux filtres pour un χ^2 totale de 0.35 et un χ^2 réduit χ^2_ν de 0.175. À droite une minimisation avec 7 filtres pour un χ^2 totale de 0.85 et un χ^2 réduit χ^2_ν de $\sim$ 0.121. On voit donc la nécessité ici de considérer le χ^2 réduit : χ^2_ν

(au lieu de sept au maximum dans les données *Hubble Frontier Fields*) on aura uniquement deux points de mesures et donc beaucoup plus de chance d'avoir deux galaxies semblable mais non multiples. La figure 4.2 illustre ce propos. En comparant les deux minimisations, celle à deux filtres (à gauche) à un χ^2 totale de 0.35, en dessous du χ^2 totale de la minimisation à 7 filtres (à droite) qui à un χ^2 totale de 0.85. En revanche, rapporté aux nombres de filtres c'est la minimisation à 7 filtres qui est la plus en faveur d'une hypothèse de pair multiple avec un χ^2_ν de 0.121 alors que la minimisation à 2 filtres a un χ^2_ν plus élevé de 0.175. Ceci illustre bien la nécessité de rapporter la valeur du χ^2 au nombre de filtres utilisés. On remarquera aussi que plus le nombre de filtres est important plus robuste va être la valeur du χ^2_ν car même si un filtre n'est pas bon ($\chi^2 = 0.2$ dans l'exemple figure 4.2), l'ensemble des autres valeurs va contre balancer ceci et permettre au χ^2_ν de rester bas. Le fait de se rapporter aux nombres de filtres en commun entre les deux SED permet de pallier à certains aléas des mesures. On notera quand même que les données *Hubble Frontier Fields* où le champ de la caméra infra-rouge est plus petit que celui de la caméra optique, n'offrant ainsi qu'une SED à 7 filtres pour une portion réduite du champ de vue (voir figure 5.4 du chapitre suivant)

4.2.2 Applications

Distribution des SEDχ^2

J'ai voulu regarder quelle valeur pouvait prendre le χ^2 pour des images multiples afin de pouvoir voir à quel point pouvait-on espérer distinguer des images multiples. Lors du défi *Hubble Frontier Fields* deux amas simulés ont été produit, ARES et HERA [Meneghetti et al., 2016]. ARES présente un grand nombre d'images multiples (242, pour 65 dans HERA), c'est pourquoi il a été choisi pour tester la méthode du SEDχ^2. Ce test sur les simulations est récent et je démarre une collaboration avec Massimo Meneghetti [Meneghetti et al., 2016] pour avoir les flux intrinsèques

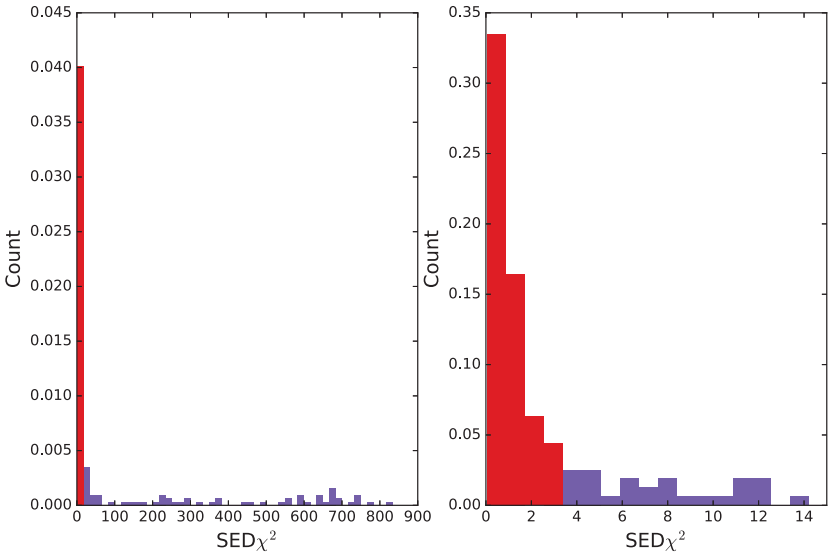

Figure 4.3 : Histogramme normalisé des SEDχ^2 pour les images multiples de ARES. À gauche l'histogramme complet des valeurs. À droite, un zoom sur l'histogramme. La couleur rouge marque les 50% des valeurs les plus faibles. L'échantillonnage de l'histogramme n'est pas le même pour les deux graphiques.

des objets présents dans les simulations ARES. À l'heure actuelle cet analyse n'est pas terminée mais j'ai tout de même cherché à savoir si avec une mesure classique de photométrie on pouvait montrer une forme particulière de distribution de SEDχ^2 pour les images multiples de ARES.
On peut voir une telle distribution figure 4.3 qui montrent pour ARES l'histogramme des SEDχ^2 pour les images multiples. En théorie cette valeur devrait être proche de 1 pour strictement tout les systèmes mais la mesure de photométrie n'est pas parfaite et les distributions montrées figure 4.3 piquent pour une valeur comprise entre 0 et 2. En prenant un critère fixé à 50% des valeurs les plus faibles pour ARES (SED$\chi^2 \approx 3.5$; histogramme en rouge) on récupère 70% des paires les plus faibles de A2744 (histogramme en rouge) comme le montre l'histogramme 4.4. Fixer ainsi un critère à partir des simulations nous permet de sélectionner de manière plus rigoureuse les paires d'objets dans d'autres amas.
Il y a deux sources majeures qui viennent dégrader les valeurs de SEDχ^2. La première est la contamination par la lumière de galaxie d'amas proche des images multiples. Cette contamination n'affecte en générale pas toutes les images multiples d'un même système de la même manière. La deuxième source de dégradation est la sur-segmentation des objets par SExtractor le logiciel de photométrie utilisé. Une quantification de cette erreur est nécessaire et sera réalisée dans Mahler et al. in prep lors de la publication de la méthode.
Je me suis demandé aussi si le pic de la distribution entre 0 et 2 est significatif. Pour avoir une idée de ça j'ai comparé les distributions de SEDχ^2 entre celles des images multiples et tout le reste dans le champ de vue de ARES. On peut voir cette comparaison figure 4.5. On voit que même si le

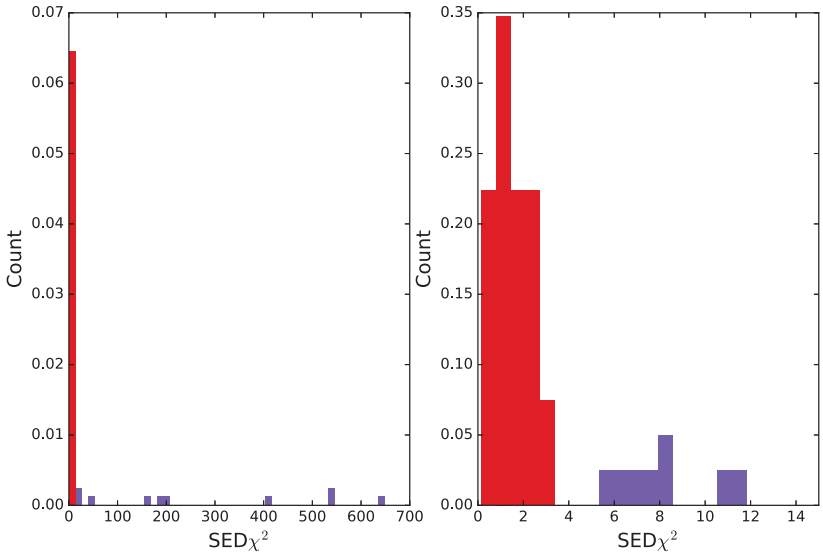

Figure 4.4 : Histogramme normalisé des SEDχ^2 pour les images multiples de A2744. À gauche l'histogramme complet des valeurs. À droite, un zoom sur l'histogramme. La couleur rouge marque la coupure à $\sim$3.5 issues de ARES qui permet de récupérer 70% des objets multiples.

pic de distribution est plus important pour les images multiples, il n'est pas assez significatif pour discriminer les images multiples du reste des paires possibles. Je pense que le contaminant majeur dans la distribution des SEDχ^2 sont les galaxies d'amas. Cette hypothèse doit encore être vérifiée mais à l'heure actuelle je ne dispose pas des informations nécessaire pour le faire rigoureusement dans les données ARES.

Nouveaux candidats images multiple dans A2744

Cette méthode à aussi permis de discriminer certains systèmes, on pourra notament prendre l'exemple du candidat image multiple 10.3 dans l'amas Abell 2744. En effet, le SEDχ^2 calculé pour 10.1 avec 10.2 est de SED$\chi^2 = 0.33$ pour un ratio de flux de $\alpha = 1.31$. Alors que 10.1 avec 10.3, le SED$\chi^2 = 23.00$ pour un ratio de flux de $\alpha = 0.78$ et 10.2 avec 10.3, le SED$\chi^2 = 18.38$ pour un ratio de flux de $\alpha = 0.60$. En plus d'un SEDχ^2 mauvais, on notera que $\alpha < 1$, ce qui signifie que 10.3 est plus brillant. Cependant, lorsqu'on demande au modèle de prédire la brillance de 10.3 basée sur la position de 10.1 ou 10.2, le modèle trouve pour 10.1 un ratio de 45 et 10.2 un ratio de 15, signifiant que le flux captés de 10.3 devrait être 15 à 45 fois inférieur à celui de 10.1 ou 10.2. On montre par cette comparaison la puissance combinée de la méthode du SEDχ^2 avec un modèle de lentille, ce modèle aurait pu être même grossier, le fait que 10.1 et 10.2 soit une paire proche, impose une image 10.3 faible. La figure 4.6 montre le mauvais candidat 10.3 en orange, avec les positions prédite par le modèles pour 10.1 et 10.2 en magenta. Je propose d'ailleurs deux nouveaux candidats pour 10.3, entourés en vert sur la figure. Parmi ces deux candidats, le plus

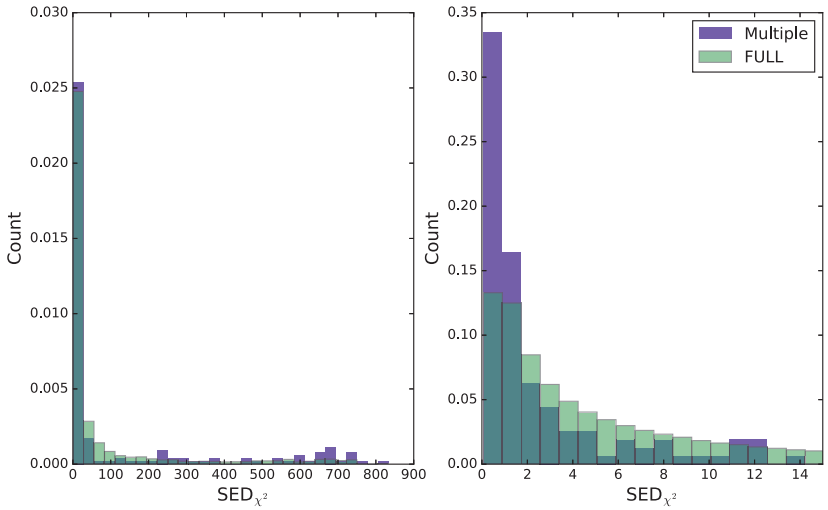

Figure 4.5 : Histogramme normalisé des SEDχ^2 pour les images multiples en bleu et pour toute les autres combinaison possibles en vert dans l'amas simulé ARES

brillant des deux, à 1″ au dessus des prédictions est un bon candidat car son SED$\chi^2 = 1.74$ pour un ratio de flux de $\alpha = 17.24$. L'autre candidat n'est pas détecté par le catalogue photométrique mais il serait comparable au ratio de flux prédit pour l'image 10.1.

Cas du système 3 dans MACS1149

Chronologiquement, j'ai en tout premier lieu appliqué la méthode du SEDχ^2 pour une analyse du système 3 dans l'amas de galaxies MACS1149 [Jauzac et al., 2016d]. Ce système a été discuté car l'image 3.3 était très "rouge" par rapport aux deux autres images 3.2 et 3.3. En effet, leur SED n'étant pas tellement semblable et en calculant le SEDχ^2 de 3.1 avec 3.3 et de 3.2 avec 3.3 on obtient une valeur proche de 56. Afin de s'assurer que les candidats du système sont les bons, on a tout d'abord reproduit dans le plan source une galaxie à l'aide de plusieurs gaussiennes qui reproduisent la morphologie observée de l'image 3.1, puis on a comparé la morphologie prédites pour les autres images du système avec les observations. On peut voir ceci dans les panneaux de gauche de la figure 4.7. On a cherché ensuite à trouvé si une loi d'extinction du type MW (*Milky Way*) ou SMC (*Small Magellanic Could*) pouvait expliquer le rougissement de la SED. Les deux lois d'extinction fonctionnent, on peut retrouver la courbe d'extinction utilisés figure 4.7. Cette exemple concret illustre la nécessité de trouver des critères pertinent pour quantifier les probabilités de deux systèmes à être multiple.

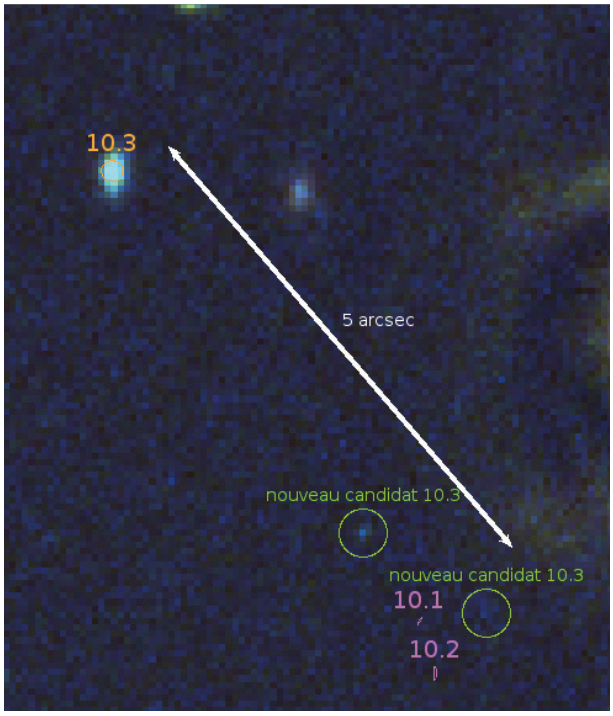

Figure 4.6 : Ancien et nouveaux candidat 10.3 pour le système 10 dans l'amas de galaxie Abell 2744. EN orange, l'ancien candidat trop brillant. En magenta les prédictions des positions de 10.3 faites par le modèle de lentille à partir des positions de 10.1 et de 10.2. En vert, les deux nouveaux candidats que je propose pour 10.3.

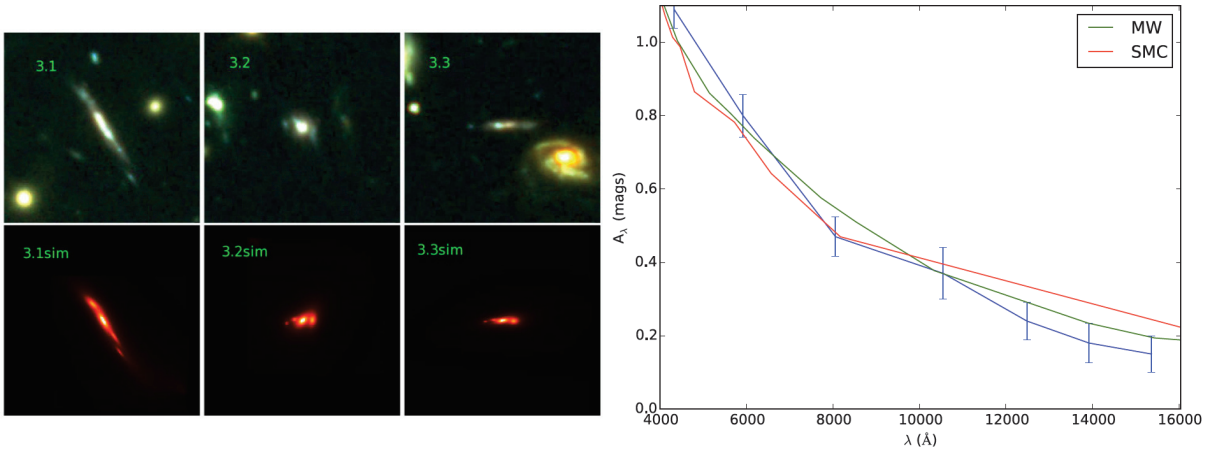

Figure 4.7 : À gauche : les panneaux du haut sont des images couleurs HST (F814W, F105W, and F160W) du système 3 de MACS1149 et les panneaux du bas montrent les prédictions morphologiques issues de l'ajustement fait sur l'image 3. À droite : estimation de l'extinction de l'image 3.3 comparé à l'image 3.1, en faisant l'hypothèse d'une loi d'extinction de type MW ou SMC avec une atténuation AV = 0.51 et 0.47 respectivement.

Perspectives de recherche

Plusieurs pistes de recherche sont à l'étude pour étendre et consolider la détection automatique d'image multiple

- Dans la continuité de la collaboration avec Massimo Meneghetti on peut développer deux points. En comparant le flux mesurer sur les images et le flux intrinsèque des objets on pourra étudier l'influence de la luminosité de l'amas sur la distribution du SEDχ^2. Dans une seconde étape on pourra utiliser l'algorithme de manière prédictive et voir quel sont les meilleurs candidats images qu'il propose et pourquoi.
- On pourra aussi essayer de calculer les SEDχ^2 d'un champ de vue où il n'y a pas d'images multiples et pas de galaxies d'amas. Le HDFS serait un champ de vue tout a fait à propos.
- On pourra aussi ajouter d'autres critères pour comparer les images entre elles. Le premier en lice est le coefficient de Gini car il semble être le critère morphologique le plus prometteur. D'autres critères morphologiques peuvent être tester comme un paramètre de *clumpiness* ou la prédiction morphologiques de modèles de lentille.
- NoiseChisel [Akhlaghi and Ichikawa, 2015] est un logiciel de détection de source, son approche de détection fondée sur l'identification du bruit offre une alternative intéressante à SExtractor. En effet, l'approche de NoiseChisel tend à éviter les sur-segmentations à l'opposer de celle dite *top down* de SExtractor.
- Dans une optique d'automatisation de la procédure de SEDχ^2 on peut envisager une approche de type *machin learning* pour trouver le meilleur paramètre de SEDχ^2 et des autres critères pouvant discriminer les images multiples des autres. Cependant cette approche présente un défi en terme d'entrainement, car les échantillon test n'existe pas vraiment ou bien ne sont pas assez homogène. Au delà du *machin learning*, des techniques de type réseau de neurone peuvent aussi prendre le pas aller plus loin que le *machin learning* sur la détection d'images multiples en se passant de critère explicite de quantification comme le SEDχ^2.

A "[..] Nebulous star or perhaps a comet"

Première note de la découverte d'Uranus par
William Herschel le 13 mars 1781

5

Traitement et analyse des données HST et MUSE

Dans le cadre du programme en temps garanti (GTO) MUSE *Cluster Lensing Program* (PI : Johan Richard) j'ai pu faire l'analyse des amas de galaxies A2390, A2667, MACS1206, l'amas du Boulet, MACS1359, A370, MACS0416, AS1063, MACS1149 et Abell 2744. La figure 5.1 montre une image *blanche* (compression du cube de données MUSE sur l'axe spectral) pour chacune des observations. Le programme *Cluster Lensing Program* cible des amas de galaxies massifs présentant des images multiples ou des arcs géants déjà connus afin de faire un relevé spectroscopique profond et permettre de mesurer le redshifts de ces systèmes multiples afin de contraindre les modèles de masses (e.g. Bina et al. [2016]). 5 amas faisant parties du programme *Hubble Frontier Fields* ont aussi été sélectionnés, ces amas présentent des images très profondes prises par le télescope spatial Hubble.

J'ai développé une méthode d'extraction de spectres durant ma thèse que j'ai appliqué à la plupart de ces amas et j'ai participé pour A370, MACS0416 et Abell 2744 activement à la mesure de redshifts que je développerai aussi dans la suite de ce chapitre. J'ai tout particulièrement étudié Abell 2744 pour lequel j'ai mis en place l'ensemble des procédures d'extraction des spectres du cube, organisé la campagne de mesure de redshifts et construit le catalogue final de redshifts. Je prendrai donc cette amas en exemple pour illustrer l'ensemble du traitement des données que j'ai pu faire.

Abell 2744 (A2744) est un amas de galaxies issues du catalogue d'amas riches Abell et al. [1989]. Les travaux rapportés par cette étude furent publiés par les collègues de George Ogden Abell après sa mort en 1983 en hommage à sa contribution majeure dans l'observation des amas qu'il a mené. Abell 2744 est un amas massif et il a été choisi pour faire partie des 6 amas du projet

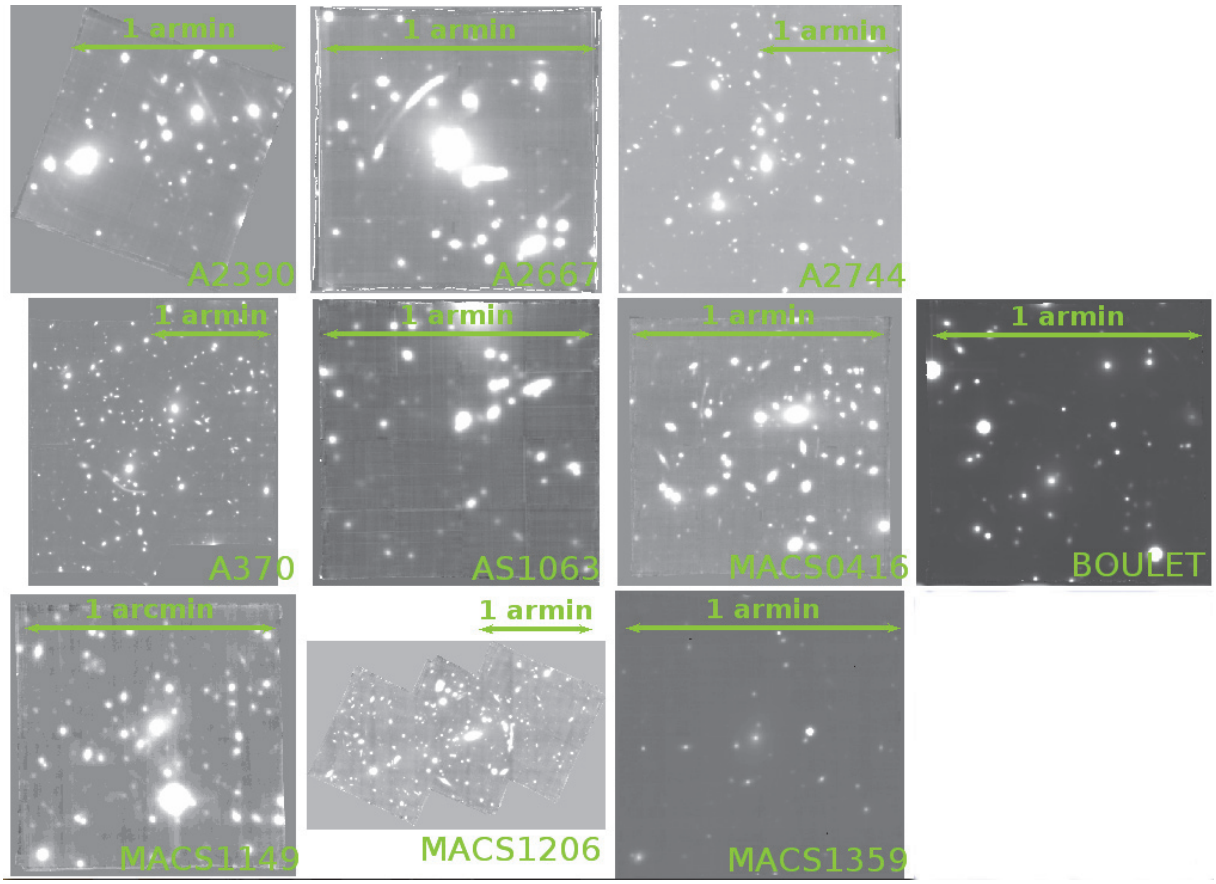

Figure 5.1 : Voici un échantillon des amas observé par le programme MUSE *Cluster Lensing Program* (PI : Johan Richard). Ces images sont des images *blanches*, résultant d'une compression du cube de données MUSE sur l'axe spectral. Le temps d'intégration de ces images n'est identiques. Le temps d'intégration total par amas peut aller de 2 heures à une vingtaine d'heures pour les mosaïques. Les amas A370, A2744 et MACS1206 sont des mosaïques présentant un temps d'intégration variable dans le champ de vue.

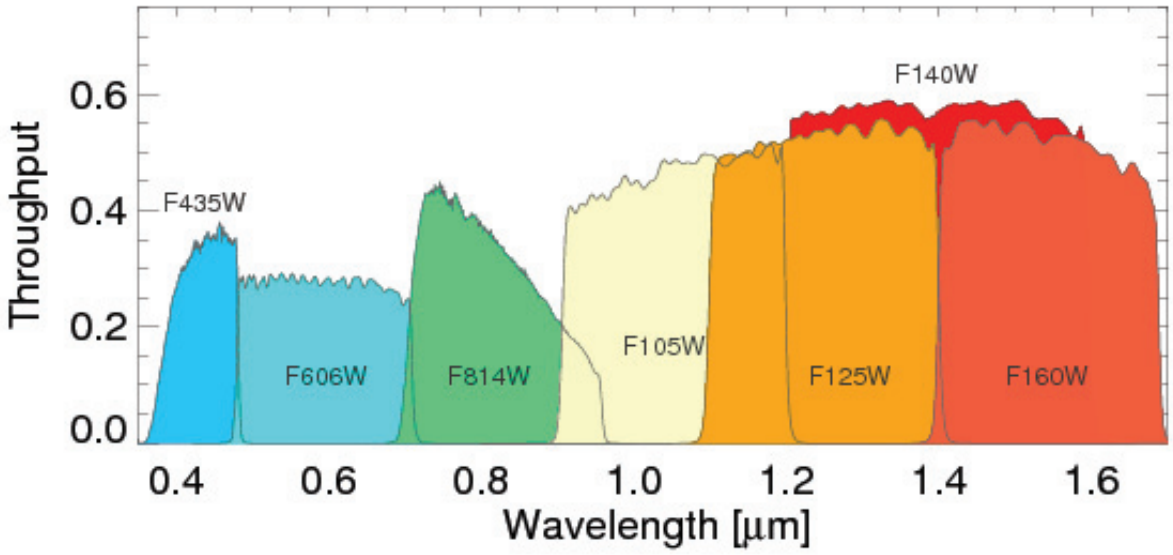

Figure 5.2 : Réponse/transmissivité des filtres utilisés dans le relevé *Hubble Frontier Fields* , illustré dans Atek et al. [2015]

Hubble Frontier Fields . Ces 6 amas ont été sélectionnés car ils présentaient une grande efficacité en terme d'amplification par effet de lentille gravitationnelle [Lotz et al., 2017].
On connait aussi Abell 2744 sous le nom d'amas de Pandore (*Pandora's cluster*) du à sa structure complexe [Merten et al., 2011]. En effet, dans de récentes études à grand champ les travaux de Jauzac et al. [2016b] ont montré qu'il serait le fruit de plusieurs processus de collisions qui n'auraient pas fini de s'homogénéiser. Owers et al. [2011] mettent en évidence plusieurs fusions de sous-structures déjà très massives [Owers et al., 2011].
Dans ce chapitre on passera en revue les données utilisées et les traitements qu'elles ont subi. Notre but premier dans tous les processus de traitement a été de trouver le plus d'images multiples possible et ainsi être très le plus détéctif possible. Bien sûr, la moisson de données offerte par MUSE dépasse de loin ce cadre comme on pourra le voir aux travers de ce chapitre.

5.1 Présentations des données

5.1.1 Le télescope Spatial Hubble

Le télescope spatial Hubble est un observatoire spatial situé en orbite autour de la Terre. Il possède un miroir de 2.4 mètres et plusieurs instruments d'observations dont la caméra ACS (*Advanced Camera for Surveys*) et WCF3 (*Wide Field Camera 3*), qui offrent à ce jour les images de plus haute résolution disponibles pour cet amas de galaxies. Lors du projet *Hubble Frontier Fields* l'amas a été observé avec 7 filtres : les filtres F435W, F606W et F814W ont été utilisés pour la camera ACS et les filtres F105W, F125W, F140W et F160W pour la camera WFC3. Une illustration de la réponse de ces filtres est présentée figure 5.2.

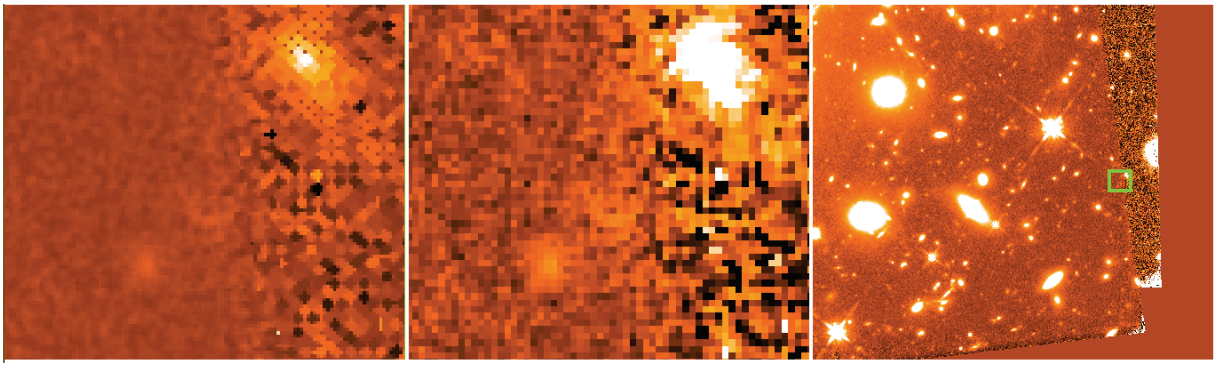

Figure 5.3 : On peut voir sur cette image la différence entre la résolution de 30 mas par pixel à gauche et 60 mas par pixel au milieu. Le panneau de droite indique par un carré vert l'emplacement du zoom des deux autres panneaux. Toutes ces images correspondent aux filtres F160W. On voit sur l'image de gauche un motif apparaitre du au sur-échantillonnage des données qui crée des artefacts. Bien que les motifs sont surtout visible dans les zones d'expositions moindres (coté droit des images zoomées), on le retrouve aussi dans le reste de l'image. Ces petits paquets de pixels vont être confondus avec des objets de petites tailles par le logiciel de photométrie. Les deux images de gauche on un champ de vue de $3.6''$ de coté et l'image de droite à un champ de vue d'environ $1'$ de coté.

Avec plus de 280 orbites d'observation au total, ces observations sont aussi les données de photométrie à bande large les plus profondes qui soient pour cet amas. A raison de 2500 secondes de temps d'exposition par orbite, le temps d'intégration total est de 700 000 secondes soit $\sim$ 194 heures de temps de télescope dédié à cet amas. Ce long temps de pose permet d'atteindre une magnitude limite à 5σ de $\sim$ 29 dans le système AB pour chacun des filtres. On a utilisé dans les travaux que je rapporte ici les données auto-calibrées fournies par le STScI (Space Telescope Science Institute). Plus particulièrement les v1.0 pour WFC3 et la version V1.0-epoch2 pour ACS. Toutes ces images ont une taille de pixels de 60 mas. Les images provenant de la camera ACS sont échantillonnées à 30 mas. Bien qu'on trouvera dans l'archive des données de cette résolution pour les filtres de la camera WFC3, elles ont été sur-échantillonnées et cela affecte la détection des petits objets en introduisant des artefacts. On peut le voir figure 5.3 où de petits paquets de pixels peuvent être confondus par le logiciel de photométrie avec de petits objets. En conséquent, on a choisi d'utiliser les données à 60 mas pour tous les filtres et ainsi harmoniser les résolutions des images. On pourra observer sur la figure 5.4 les champs de vue des deux caméras WFC3 et ACS. On remarque en blanc la zone d'images multiples dérivée de notre modèle de lentille qui montre bien que l'amas a aussi été choisi pour avoir une zone d'images multiples qui coïncide avec le champ de vue plus petit de WFC3.

5.1.2 VLT/MUSE

La stratégie d'observation

MUSE est un spectrographe à champ intégral. On peut schématiser son principe de fonctionnement comme suit : L'image au foyer du télescope est découpée par plusieurs séries de miroirs puis

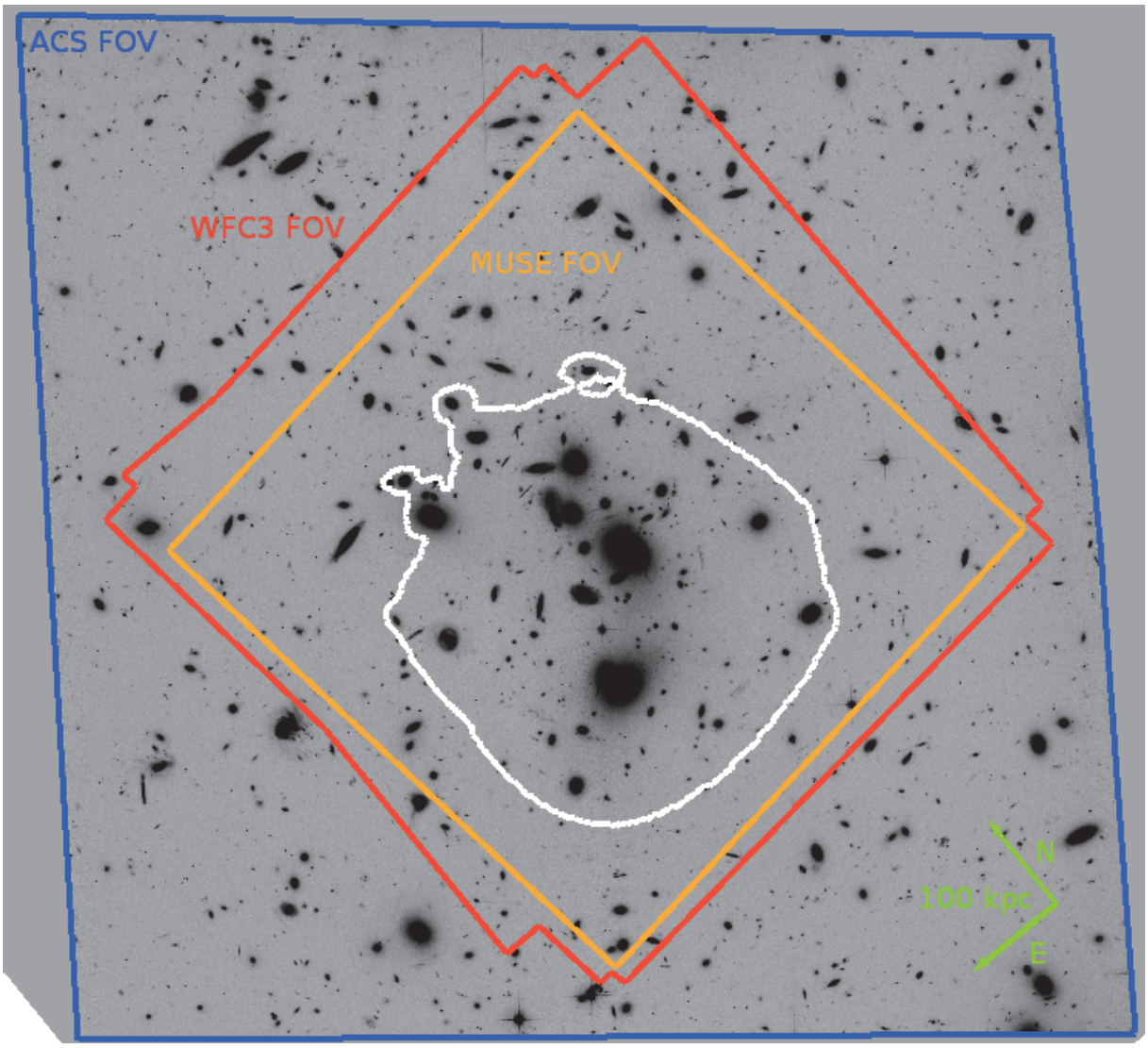

Figure 5.4 : Image de l'amas de galaxies A2744 observé en bande F814W dans le cadre du projet *Hubble Frontier Fields* . On peut voir en bleu le champ de vue de la caméra ACS. En rouge, le champ de vue combiné des 4 filtres de la caméra WFC3. En orange, le champ de vue des 2′x2′ de la mosaïque MUSE. En blanc est représentée la zone d'images multiples pour une source à redshift 10. On voit que la conception des observations est faite de tel sorte d'avoir une couverte complète de la zone d'images multiples par tous les instruments.

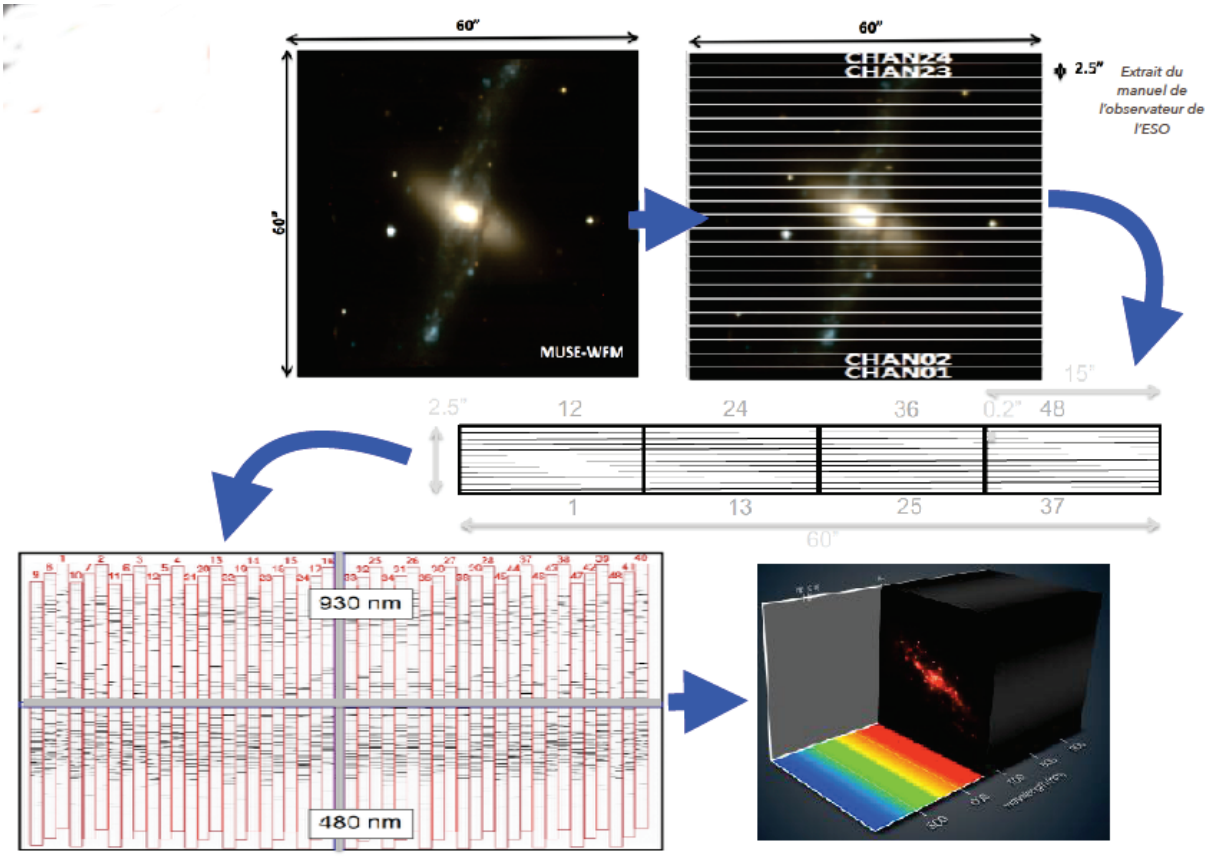

Figure 5.5 : Schéma du découpeur MUSE et de la dispersion de la lumière avant la reconstruction du cube de données spectrales.

dispersée afin d'obtenir un spectre de tel sorte qu'en sortie, chaque pixel de l'image contienne un spectre. La résolution spectrale est de R ∼3000 et l'échantillonnage est de 0.2″ pour un champ de vue carré de 1′ de coté. La figure **??** illustre le fonctionnement du découpeur d'image. Pour l'observation d'Abell 2744 la stratégie a été de faire une mosaïque de 2′ x2 ′, avec 4 pointés pour chaque coin de la mosaïque plus un pointé central, la figure 5.6 illustre le temps d'exposition de la mosaïque.

La réduction des données

La réduction des données a été faite par une autre membre de l'équipe, Vera Patricio, qui poursuit sa thèse au C.R.A.L.. Cette réduction a été faite au travers du pipeline MUSE de l'ESO (European Southern Observatory)[Weilbacher et al., 2012, 2014] sur les 9 expositions séparément, elles ont été assemblées en mosaïque dans un second temps. La réduction des données comprend la soustraction du biais, le *flat fielding* (incluant l'illumination et l'exposition au crépuscule), la soustraction du ciel, la calibration en flux et la correction tellurique. Les deux dernières étapes ont été opérées à l'aide des courbes de calibrations derivées de la médiane de la réponse de 6 étoiles standard

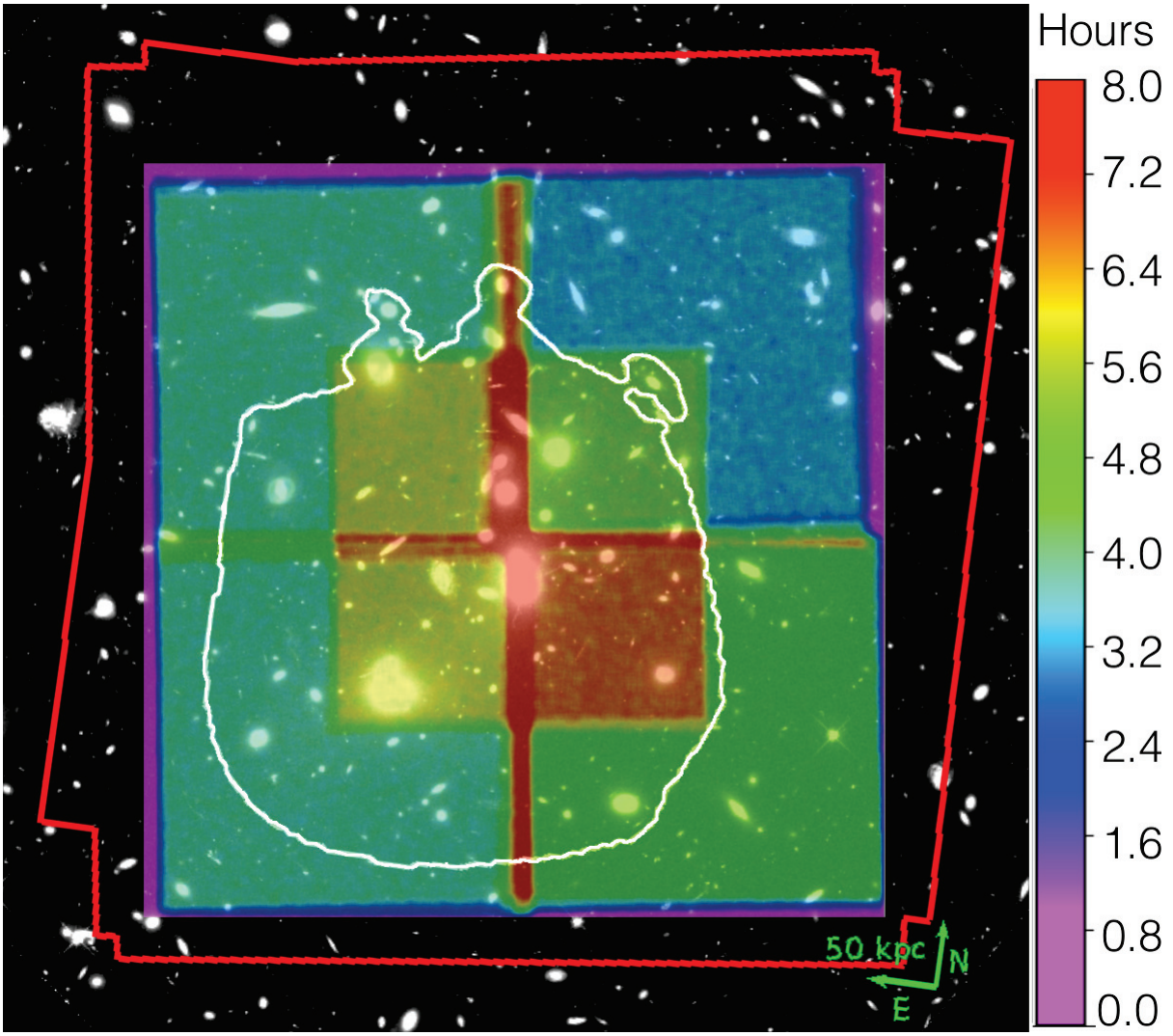

Figure 5.6 : Cette figure illustre le temps d'exposition en heures de la mosaïque d'observation de MUSE. On pourra y apprécier le champ de vue de $2'$x$2'$ entourant complètement à zone d'images multiples en blanc. Le contour rouge quand à lieu montre le champ de vue de la mosaïque WFC3. La stratégie d'observation offre une superposition entre les 7 bandes HST et le champ MUSE.

oberservées lors du programme GTO (Garantee Time Observetions) MUSE *Lensing Clusters Program*. Après des corrections élémentaires, les expositions individuelles ont été alignées sur un système d'astrométrie (WCS, World Coordinate Systems) commun à l'aide de SCAMP [Bertin, 2006]. Toutes les images ont ainsi été décalées pour correspondre à une image de référence, ici l'image F814W de A2744 tirée du programme *Hubble Frontier Fields* . Aucune correction de rotation n'a été faite car la rotation maximale mesurée était inférieur à 0.03°. Les expositions individuelles ont ensuite été ré-echantillonées et assemblées en cube de données sur une grille tri-dimensionnelle avec deux axes spatiaux et un spectral.
Les résidus du ciel furent supprimés par ZAP (*Zurich Atmosphere Purge*; [Soto et al, 2016]). Cette technique utilise une analyse en composantes principales pour caractériser les résidus et les supprimer du cube. Durant le processus d'estimation des résidus, on a masqué les objets au dessus d'un seuil de 3σ mesuré dans une région vide de l'image blanche issue d'un cube préalablement combiné. Une image blanche est la sommation sur toute les longueurs d'onde du cube. Les cubes individuels sont ensuite combinés en une mosaïque en utilisant une statistique MAD (*median absolute deviation*) pour comparer les expositions et rejeter les pixels déviant de plus de 3 (équivalent-gaussien) écarts-type. Pour corriger de la transmittance du ciel durant les observations, on a calculé la moyenne du flux de sources brillantes à l'aide de SExtractor [Bertin and Arnouts, 1996]. L'exposition contenant le flux le plus important pour une source brillante à été prise comme référence pour réechelonner le flux des autres expositions durant la combinaison. ZAP fut encore une fois utilisé sur le cube combiné, le background fut corrigé en soustrayant la médiane de 50 plans en longueur d'onde voisins (en masquant les objets brillants). Le produit final est un champ de vue en mosaïque de $2' \times 2'$ avec un échantillonnage spectral de 1.25 Å et un échantillonnage spatial de $0.2''$. La taille de la PSF (Point Spread Function) est estimée en convoluant l'image HST F814W avec une kernel moffat pour la faire correspondre à l'image de MUSE. Le résultat obtenu est un Moffat avec une largeur à mi hauteur (*FWHM*) de $0.58''$ dans ce filtre et un paramètre β de 2.5. En comparant le flux dans les deux images, on estime la photométrie de MUSE correcte jusqu'à $\sim 7\%$. Ces étapes ont été opérées à l'aide du logiciel MPDAF [1] (*MUSE Python Data Analysis Framework*). Une version finale du cube est disponible au téléchargement [2].

5.1.3 Keck/LRIS

On a aussi obtenu des données venant de l'instrument LRIS (*Low Resolution Imaging Spectrometer*) du télescope Keck-I sur le mont Mauna Kea à Hawaï. L'instrument a été utilisé comme un spectrographe à fentes. Il s'agit d'une plaque métallique trouée par des bandes étroites qui, suivie d'un réseau et placée entre le télescope et la caméra, permettent d'obtenir le spectre de plusieurs dizaines d'objets dans une même image. Les observations ont été réalisées la nuit du 7 décembre 2015 et un seul masque à permis de cibler sept images multiples de l'amas que sont

1. https://git-cral.univ-lyon1.fr/MUSE/mpdaf.git
2. http://muse-vlt.eu/science/a2744/

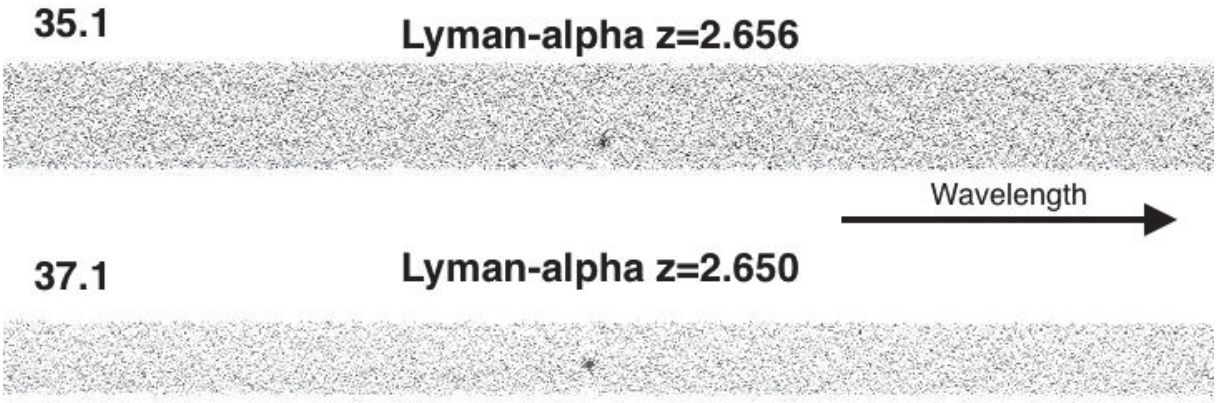

Figure 5.7 : On voit ici les deux spectres LRIS pour l'image 35.1 en haut et 37.1 en bas.

les images 1.1, 10.3, 25.3, 35.1, 37.1,39.1 et 57.2. Les objets ciblés furent observés 4.8 ksec et 4.5 ksec respectivement pour le bras bleu et rouge de l'instrument. Le bras bleu était équipé d'un réseau de 400 traits/mm centré à 3500 Å alors que le bras rouge était équipé d'un réseau de 400 traits/mm centré à 8500 Å. La lumière des bras est séparée à l'aide d'un dichroïque à 6800 Å. Cette procédure permet de couvrir complètement le spectre lumineux de 3500 Å a 9700 Å avec une résolution spectrale de 5.2 et 4.8 Å pour le bras bleu et rouge respectivement. Tous les spectres bruts furent ensuite individuellement réduits par Johan Richard du biais de soustraction, du flat-fielding, de la calibration en longueur d'onde et en flux en utilisant les routines standard d'IRAF [Tody, 1993].

Chaque spectre de fentes 2D réduit a été inspecté pour rechercher des raies en émission. De tous les objets du masque, seules les images 35.1 et 37.1 manifestaient une émission à 4446 et à 4438 Å respectivement. Aucune autre émission n'a été identifiée dans les spectres ce deux images, ce qui conduit à identifier ces émissions comme étant des émissions Lyman-α pour les deux objets. Le redshift de ces deux objets est par conséquent z=2.656 pour l'image 35.1 et z=2.650 pour l'image 37.1. On pourra voir le spectre de ces deux objets figure 5.7. On a identifié la raie en émission de ces deux spectres comme étant Lyman-α car à $\sim$ 1216 Å, cette raie en émission de l'hydrogène est la plus abondante de l'Univers et apparait souvent sans émission continue associée. Il est peu probable que ce soit un doublet de [O II] en émission car on aurait pu voir le doublet, d'autant plus que si elle devait être image multiple, le redshift accordé avec [O II] ne fonctionnerait pas avec le modèle. Je détaillerai davantage les techniques d'identification des signatures spectrales à la section 5.2.1.

5.2 Généralités sur l'analyse des données

Les données MUSE sont très sensibles au raies en émission. Cependant, il est très difficile de détecter l'émission continue d'objets peu brillants ($m_{F814W} \geq 25$), ne montrant pas de raies en émission. J'ai donc mis en place une procédure afin de détecter le maximum de sources, que je résume ici. Chacun des élément de la procédure sera détaillé dans les sections suivantes de ce chapitre. Le but de cette procédure est de pouvoir identifier spectralement le plus grand nombre d'objets dans le champ de vue et *a fortiori* le plus grand nombre d'images multiples pour pouvoir contraindre au maximum notre modèle de lentille. Cette procédure compte deux approches. La première est basée sur la détection de raies en émission avec MUSELET[3]. Ce logiciel va chercher une émission s'écartant du continu en faisant un filtrage par bande étroite du cube MUSE. Un des sous-produits de MUSELET est un cube de données complet filtré appelé "*cube en bande étroite*" (narrow band cube). La deuxième technique consiste à se servir des détections de sources faites pas le logiciel SExtractor sur les images HST, la grande résolution spatiale des images HST et leur profondeur offrent un réel avantage dans l'extraction des spectres des sources à fort continuum spectral. J'ai ensuite mesuré les redshifts des spectres extraits avec l'aide d'autres membres de l'équipe. La mesure des redshifts sera détaillée dans la section suivante. Pour finir, toutes les galaxies à plus grand redshift que celui de l'amas ont été testées par notre logiciel de lentille gravitationnelle, Lenstool. Ceci pour 2 raisons : premièrement pour vérifier qu'aucune source éventuellement candidate image multiple n'aurait de contre-image qui aurait été non détectée par les deux méthodes précédentes et qui pourrait alors être extraite manuellement et deuxièmement afin de déterminer l'amplification prédite par notre modèle pour chaque image d'arrière plan et ainsi enrichir le catalogue final de sources. Tout ce processus est résumé par la figure 5.8.
Certains objets échappant à la procédure ont été extraits manuellement. Ces extractions recoupent soit des sources trouvées par inspection visuelle du cube de données, soit une optimisation de l'extraction pour certaines images multiples, notamment le système 2 qui sera détaillée plus tard. Chaque source détectée par les méthodes précédentes fut recoupée avec les catalogues issus d'autres études, on verra le détail de tous les écarts trouvés dans la table 5.3.
La méthode que j'ai détaillée ici a aussi été appliquée à d'autres amas du programme GTO *Cluster Lensing Program* que sont : A2390 - MACS1206 - A2667 - BULLET - MACS1149 - A370 - MACS0416 - MACS1359. Mais Abell 2744 représente le catalogue le plus volumineux obtenu à ce jour sur un même champ d'amas.

5.2.1 Signatures spectrales attendues

J'aimerais ici montrer quelques exemples de spectres 1D typique qu'on extrait du cube MUSE afin de discuter des signatures spectrales attendues dans nos observations. On utilise ces signatures caractéristiques en émission ou en absorption pour mesurer le redshift des objets. La figure 5.9

3. MUSELET est un logiciel d'analyse délivré avec la suite MPDAF http://mpdaf.readthedocs.io/en/latest/muselet.html

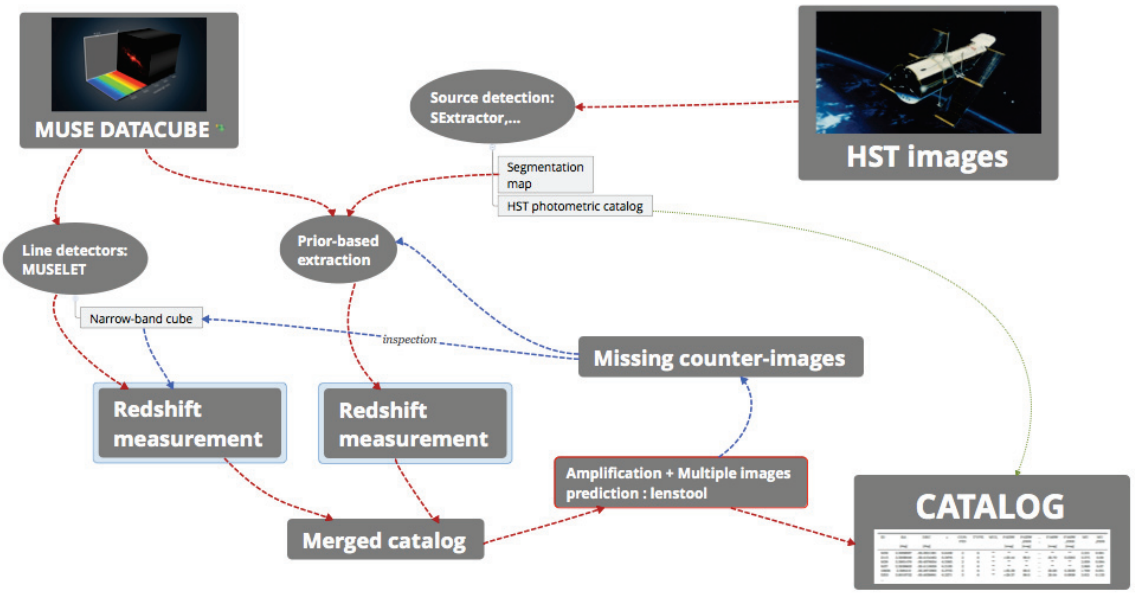

Figure 5.8 : Ce schéma représente le flux de travail mis en place durant ma thèse pour détecter le maximum de sources dans le cube de données MUSE

montre dans le panneau du haut une raie démission Lyman-α caractéristique. On reconnait essentiellement sa forme asymétrique. Le panneau bas de cette figure montre un doublet d'émission [0 II].

Les galaxies d'amas présentent aussi des caractéristiques spectrales identifiables. On remarque sur la figure 5.10 plusieurs de ces caractéristiques. Le panneau du haut montre le spectre entier d'une galaxie d'amas. On notera un fort continuum dans la partie rouge du spectre par rapport à la bleue. La cassure de Balmer à 4000 $\mathring{\text{A}}$ ($\sim$5250 $\mathring{\text{A}}$ sur la figure) est notable et représente une caractéristique commune pour les galaxies elliptiques passives comme celles qui composent l'amas. Les raies en absorption K, H (et dans une moindre mesure G) sont les signatures spectrales typiques pour les galaxies d'amas telles qu'elles apparaissent dans le cube de données. En effet ce sont les raies spectrales qui ont permis d'identifier les plus faibles des galaxies d'amas. D'autres raies apparaissent aussi et permettent une mesure plus précise du redshifts comme la raie Na-D ou Hα (H-a sur la figure) ou Hβ (H-b sur la figure).

Les raies en émission du ciel viennent aussi gêner l'identification des raies spectrales, surtout dans la partie rouge du spectre. La plupart sont enlevées lors de la réduction des données, mais ces zones restent sujette à litige si une seule raie dans le spectre apparait au même endroit qu'une raie du ciel.

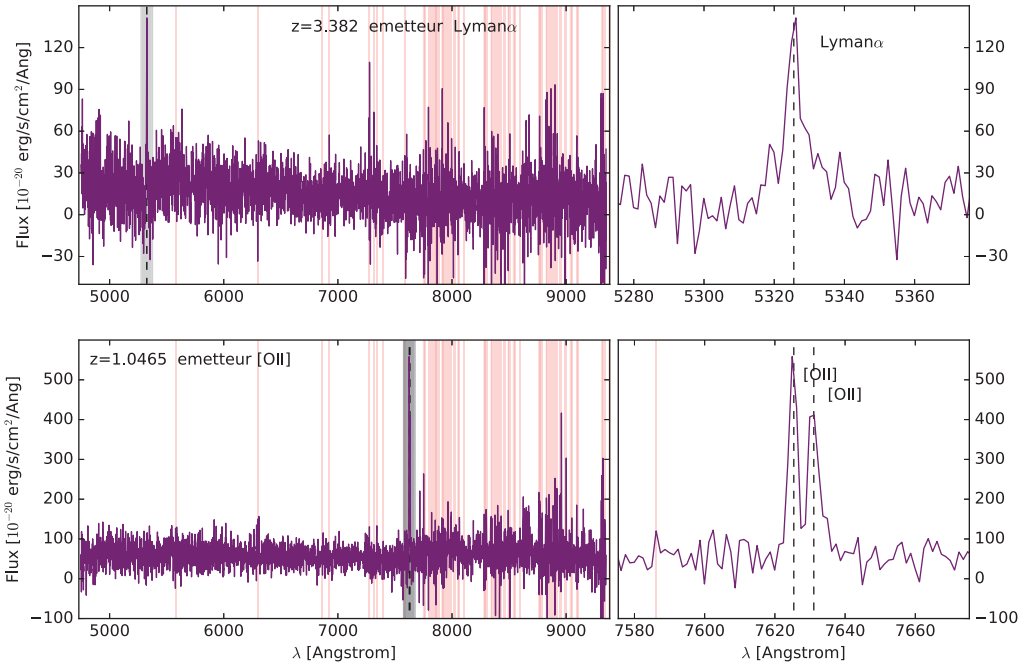

Figure 5.9 : Ces spectres montrent les signatures spectrales évidentes. On a Lyman-α, en haut et [0 II] en bas. Les raies en oranges marque les raies en émission du ciel.

5.3 Catalogue photométrique HST

Généralités

Notre méthode d'extraction basée sur les observations HST repose sur les cartes de segmentation d'un catalogue photométrique. J'ai construit ce catalogue pour utiliser au maximum la profondeur et la résolution spatiale des observations *Hubble Frontier Fields* afin de détecter le plus grand nombre d'objets possible.

Dans la chronologie de ma thèse, plusieurs méthodes ont été testées. Premièrement, On a choisit la bande F814W de HST car elle est une des bandes les plus profondes avec F606W et a l'avantage d'être assez rouge pour pouvoir de détecter des objets à grand redshift. D'autant plus que le champ de vue d'ACS est plus grand que celui de WFC3 et n'est pas contaminé par les galaxies membres de l'amas qui montrent une contamination progressive par leur flux à mesure que les filtres sélectionnent des longueurs plus rouges comme le montre la figure 5.11.

De cette initiative deux problèmes sont apparus. Le premier, l'ICL (*Intra-Cluster Light*) qui regroupe deux choses, l'émission étendue des galaxies membres et la lumière diffuse des étoiles au centre de l'amas mais sans galaxie hôte. L'ICL empêche toujours de détecter avec SExtractor des objets faibles même bien piqués et bien visibles en images trois couleurs. Je pense que ceci est du à l'approche *top-down* de SExtractor qui démarre un profil d'objet en partant du maximum

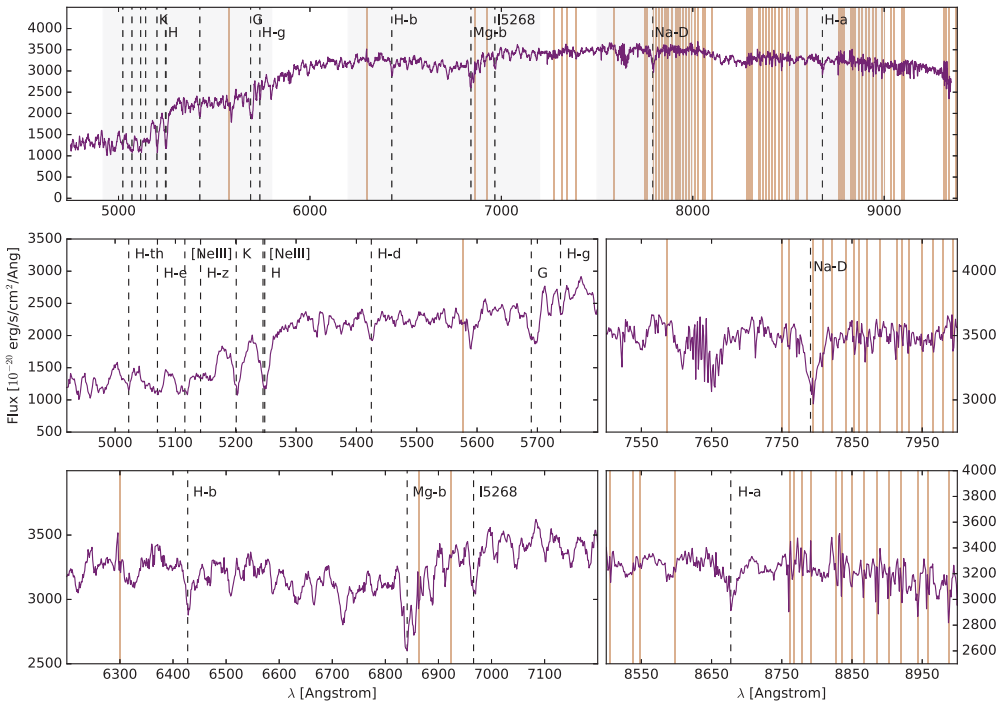

Figure 5.10 : Spectre typique de galaxies membres des amas. Les raies en oranges marque les raies en émission du ciel.

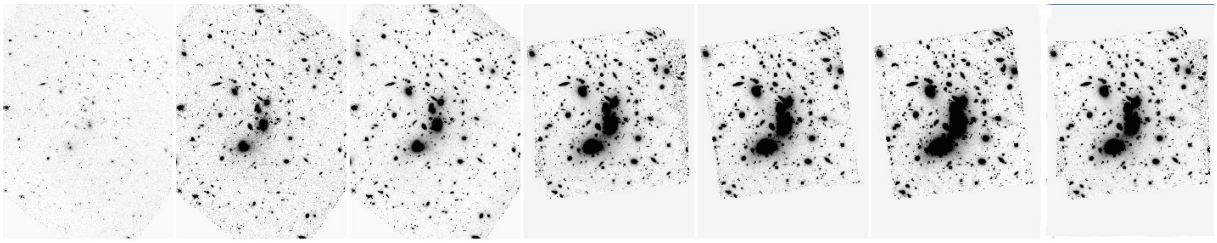

Figure 5.11 : Cette image montre les 7 filtres HST où l'on voit l'augmentation du flux des galaxies d'amas. De gauche à droite, les filtres : F435W, F606W, F814W, F105W, F125W, F140W et F160W. Les trois premiers sont des filtres de ACS tandis que les autres sont des filtres de WFC3. Le champ de vue des images est de 2.5′ par 3.3 ′ .

de flux pour descendre avec un profil elliptique le long de l'objet. Une approche alternative utiliserait peut-être un autre logiciel, NoiseChisel [Akhlaghi and Ichikawa, 2015] qui a une approche basée sur le bruit, différente de celle de SExtractor. Cette approche va délimiter les contours des objets en détectant la séparation entre le bruit de l'image et le flux de l'objet. En imaginant l'ICL comme du bruit qui est simplement décalé en flux par une constante, on peut espérer de bon résultats en détachant l'ICL (le bruit) de l'objet mais je n'ai pas encore fait aboutir cette hypothèse.

Afin de contrevenir aux problèmes de l'ICL, j'ai cherché à le supprimer en utilisant une médiane courante d'ouverture de $\sim 1.3''$, ce qui correspond à 21 pixels dans les images de résolution 60

Table 5.1 : Paramètres SExtractor utilisé en mode dual afin de détecter les sources faibles

Nom du paramètre	Valeur
DETECT_MINAREA	10
DETECT_THRESH	1
ANALYSIS_THRESH	0.8
FILTER	Y
FILTER_NAME	tophat_3.0_3x3.conv
DEBLEND_NTHRESH	8
DEBLEND_MINCONT	0.00001
SEEING_FWHM	0.07

mas. Le choix des 21 pixels a été un compromis entre une ouverture trop grande et qui serait trop sensible au gradient du flux dans l'image et une ouverture trop petite où trop de flux des objets d'intérêt, à savoir les petites sources, serait supprimé. En plus d'une fenêtre spatiale j'ai aussi réalisé une coupure en intensité en ne prenant que les pixels d'une valeur comprise en -0.1 et 100 électrons.s^{-1}. Ces valeurs sont utilisées par sécurité, afin de ne pas inclure de pixel déviant dans la médiane, les changer du simple au triple ne change pas vraiment le résultats. On peut voir le résultat de la soustraction de la médiane pour le filtre F814W figure 5.12.
Le problème en utilisant uniquement la bande F814W, est qu'on perd des objets bien connus tel que les galaxies à haut redshifts (z≥7) et qui n'apparaissent que dans WCF3, on les connait sous le nom de *dropout* [Atek et al, 2014, 2015].
Pour contourner ce deuxième problème, on a décidé de combiner toutes les images entre elles à l'aide de swarp [Bertin et al, 2002]. Ce logiciel permet d'échantillonner les images sur une autre grille de pixel, au passage le logiciel offre la possibilité de combiner toutes les images utilisées avec différentes méthodes. On pensait initialement combiner les images avec la somme quadratique pondérée par les cartes de poids données par MAST. Cette somme correspond à χ^2, mots-clefs CHI2 dans le logiciel. Cependant, comme les images soustraites de la médiane présentent des zones de valeurs négatives (voir image 5.13), l'utilisation de la sommation type χ^2 transforme ces pixels négatifs en positifs à cause du carré et en fait donc des faux objets. On a donc simplement pris une moyenne pondérée (mots-clefs WEIGHTED). L'image combinée montre une bonne profondeur et beaucoup d'objets y apparaissent. On se servira de cette image pour détecter les sources.

Détections des sources

J'ai ensuite cherché les meilleurs paramètres SExtractor afin de détecter le plus de sources réelles. J'ai utilisé le logiciel en mode dual, c'est-à-dire que l'image combinée servira à la détection tandis qu'un des sept filtres sera utilisé pour la mesure de flux. Afin de préserver la cohérence entre la détection et la mesure du flux on a choisi de mesurer ce dernier sur les images soustraites de la médiane bien qu'une partie du flux est enlevée. Les paramètres principaux utilisés sont résumés

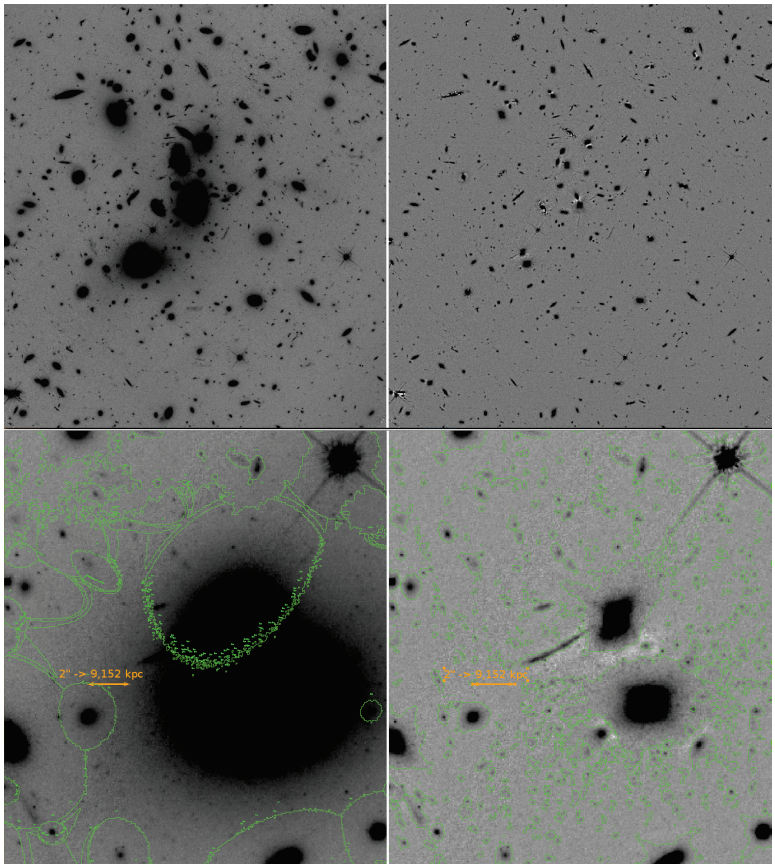

Figure 5.12 : Cette figure illustre la suppression de l'ICL par la technique de soustraction de la médiane. Les panneaux de gauche montrent le filtre originale F814W. Les panneaux de droites montre les même images mais sur la carte soustraite de la médiane. Les panneaux du haut sont un champ large (2.2′ x 2.2′) tandis que les panneaux du bas montrent un zoom proche de la BCG (20″ x 20″). Les régions vertes montrent les zones de segmentation détectées par SExtractor avec le même jeu de paramètres (optimisés pour l'image combinée finale). On voit ici clairement que la médiane va venir supprimer l'émission étendue et faire ressortir des petits objets piqués, tout particulièrement au centre de l'image, on peut voir apparaitre des objets qui étaient noyés dans l'émission étendue.

dans la table 5.1

L'utilisation du kernel tophat plutôt que Gaussien est justifiée par le fait que les arcs gravitationnels moyennement ou fortement lentillés sont mieux détectés par un filtre tophat de par leur nature étendue.

Une fois tous les filtres mesurés en mode dual on a opéré une fusion des catalogues. La nomen-

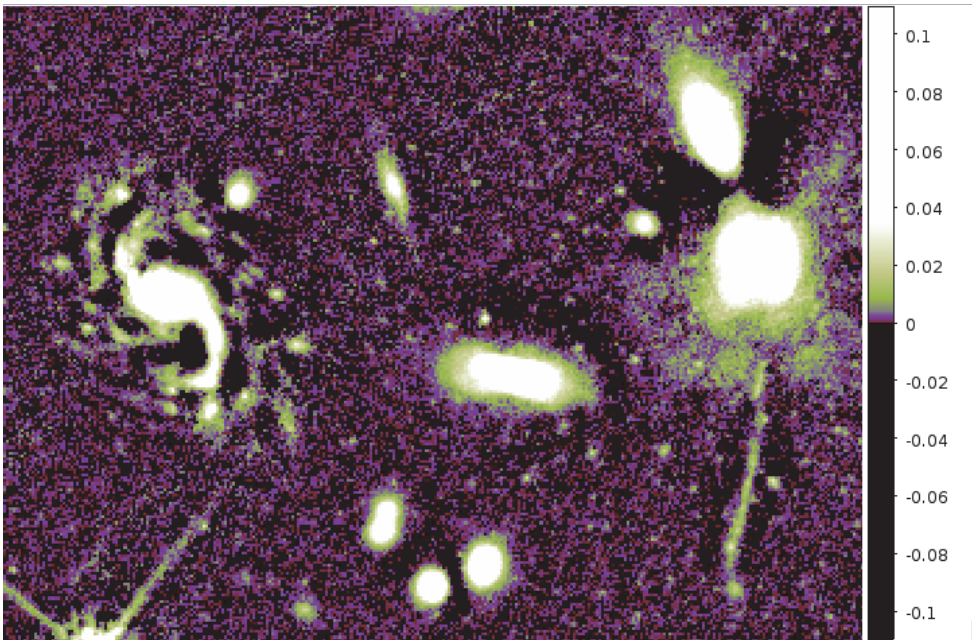

Figure 5.13 : Images soustraite de la médiane en bande F814W. On remarque les zones en noires qui sont négatives et ne représentent pas de vrai objets. Avec la méthode du méthode CHI2, la combinaison de telles images crée à la place des flux négatifs de faux objets en positif. Le champ de vue fait 18″ par 13″ .

clature du catalogue final est la suivante : les objets en dehors du champ WFC3 mais présents dans ACS sont notés -1 pour les bandes WCF3. Dans le filtre F160W, cela concerne 6964 objets sur les 14736 détectés. Les objets présentant des sauts en magnitude de 2 entre deux filtres adjacents en longueur d'onde et les objets qui ont une valeur de MU_MAX - MAG_ISO à $\leq$-5.1(empiriquement fixé pour dissocier les objets qui présente un pixel trop brillant) sont marqués -2 nous permettant ainsi de discriminer automatiquement des sauts inhabituels dans la SED dus à des résidus de cosmiques ou autres artefacts. Dans le filtre F814W, cela concerne 76 objets sur les 14736 détectés. Une dernière modification est faite au catalogue concernant les objets qui ont une magnitude plus faible que la magnitude limite. On calcule cette magnitude limite pour l'objet détectés par SExtractor en tenant compte de sa taille et de la profondeur de données à l'endroit et si l'objet mesuré a une magnitude plus grande qu'une détection à 3σ au dessus du niveau du bruit, je remplace la valeur de la magnitude donnée par SExtractor par l'opposé de la magnitude limite (ex : un objet marqué comme ayant $\mathrm{mag_{F814W}}$ =32, est remplacé par $\mathrm{mag_{F814W}}$ =-29). En indiquant une magnitude négative on repère ainsi les objets détectés très faiblement en gardant une limite sur leur flux. Dans le filtre F814W, cela concerne 1559 objets sur les 14736 détectés.

La méthode basée sur la combinaison des images soustraites de la médiane a démontré sa grande capacité à détecter des objets très faibles enfouis dans l'émission étendue de l'ICL et des galaxies d'amas brillantes. Avec 14736 objets détectés (réels) le catalogue que j'ai pu faire est enrichi d'une analyse sur les objets détectés, avec les valeurs de magnitude marquant des sauts dans la SED repérés (marqueur -2) et une mesure de la magnitude limite pour chaque objet très faible détecté

(valeur opposée de la magnitude limite). Ce catalogue a été utilisé pour enrichir le catalogue de redshifts dont il est question plus tard dans ce chapitre.
Ce catalogue présente quelques limites. En effet, de par la suppression de la médiane le flux mesuré va être sous-estimé et les objets étendus ont tendance à être segmentés.

Estimation de l'erreur du catalogue sur la mesure du flux

J'ai voulu quantifier le flux perdu par les objets du catalogue lors de la soustraction de la médiane. Pour comparer la quantité de flux perdu, je compare les magnitudes des objets que j'ai détecté avec mon catalogue à celles du catalogue ASTRODEEP Merlin et al. [2016], Castellano et al. [2016]. J'ai choisit de poursuivre ma propre mesure de photométrie afin de pouvoir d'être le plus détectifs possible et trouver des objets extrêmement faible. Dans ce catalogue toutes les galaxies sont modélisées à l'aide de GALFIT [Peng et al., 2010], qui viendra ajuster des profils de Sérsic aux profils de lumière des galaxies. Les galaxies successivement modélisées sont ensuite retirées des images de l'amas en soustrayant leurs profils de lumière. La technique d'ASTRODEEP modélise aussi l'ICL afin de le retirer. De proche en proche la technique utilisée par ASTRODEEP est capable séparer la contribution de chaque galaxie pour en faire une mesure précise. Le catalogue ASTRODEEP comprend 3588 objets. Cependant certains présentent plusieurs composantes, comme on peut le voir figure 5.14[4] où les carrées représentent chacun une entrée du catalogue. Afin de faire une comparaison équitable des flux, J'ai fusionné les entrées du catalogue ASTRODEEP quand c'était nécessaire pour pouvoir les comparer aux objets de mon catalogue. Figure 5.15 je compare les magnitudes des deux catalogues dans 4 bandes : F435W, F814W, F105W et F160W. Je montre cette comparaison dans 4 bandes différentes car on note un biais qui dépend du filtre. En effet, sur la figure on voit que le décalage (progressif) est plus important pour la bande la plus rouge, F160W que pour la plus bleue, F435W. Les objets sur le filtre F435W sont plus petits de manière générale que sur le filtre F160W et comme la soustraction de la médiane permet d'enlever l'émission étendue, il est normal que comme les galaxies qui ont une émission plus étendue en F160W qu'en F435W soient plus affectées par cette suppression. On pourra noter que si le flux est biaisé jusqu'à 10% pour les galaxies les plus brillantes (mag_{F814W}<24), le biais médian pour les galaxies faibles (mag_{F814W}>27) n'est que $\sim$ 3% du flux de l'objet. L'estimation des objets faibles est donc raisonnable. Johany Martinez un étudiant en thèse au C.R.A.L. est actuellement en train de procéder à une approche paramétrique semblable à celle d'ASTRODEEP pour ajuster les profils de lumière des galaxies brillantes et faibles afin de retirer les paramètres physiques de ces dernières. Son ajustement comprend la superposition de plusieurs profils Sérsic de différents indices pour modéliser les différentes composante de chaque galaxie (typiquement bulbe+disque). Un des produits dérivés de son étude sera un catalogue photométrique pour Abell 2744 encore plus finement ajusté et permettra une meilleure compréhension des mesures photométriques.

4. http://www.astrodeep.eu/cds-interface/

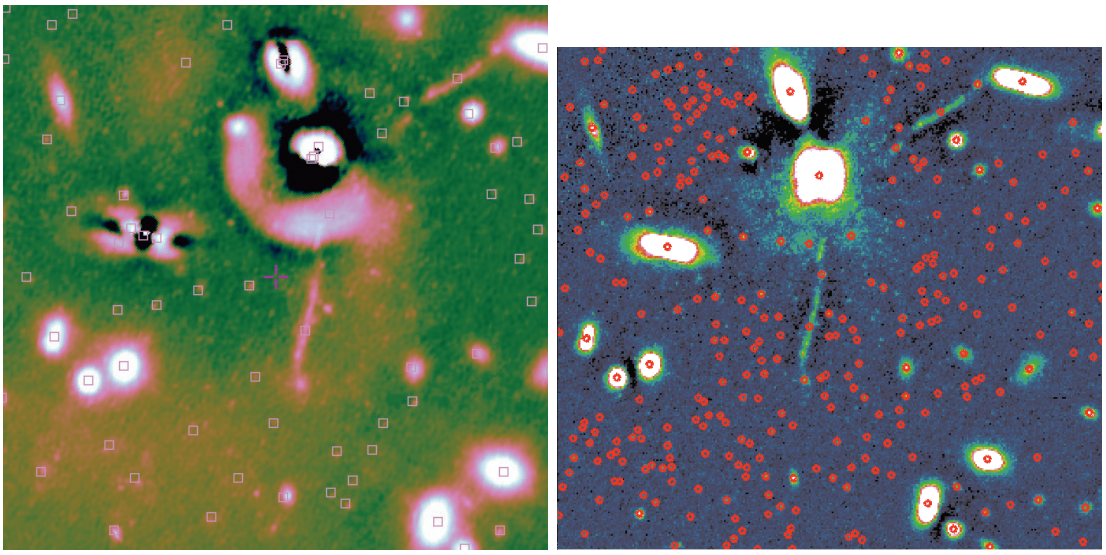

Figure 5.14 : À gauche : Image résiduelle après soustraction des galaxies brillantes et de l'ICL, filtre F814W. L'image est zoomée sur la BCG. Chaque carré représente une entrée du catalogue ASTRODEEP. À droite : À titre de comparaison, image soustraite de la médiane dans le filtre F814W sur laquelle chaque cercle représente une entrée de mon catalogue. Le champ de vue de l'image de droite fait 18″ par 17″ .

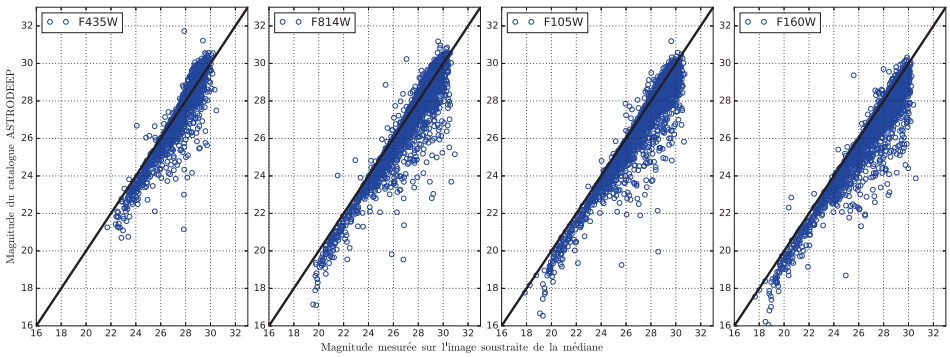

Figure 5.15 : Comparaison des magnitudes entres le catalogue ASTRODEEP et mon catalogue construit à partir des images soustraites de la médiane. Les quatre panneaux répresentent 4 des sept filtre HST. Le catalogue ASTRODEEP compte 3588 objets mais la comparaison n'a pu se faire dans chaque bande que pour respectivement de gauche à droite : 1917, 3222, 3339, 3418 objets. Les objets manquants n'ayant pas une mesure de magnitude fiable dans l'un ou l'autre.

Autres techniques présentes dans la littérature

"hot-cold" D'autres équipes ont tenté une approche différente de la mienne. Rix et al. [2004] les premiers ont utilisé la méthode dite *"hot-cold"* avec des images ACS centré sur le *Chandra Deep Field South*, cette technique a aussi été utilisée dans le champ COSMOS par Leauthaud et al. [2007] ainsi que pour l'amas de galaxie MACS0717 par Jauzac et al. [2012] Cette méthode consiste à utiliser SExtractor 2 fois. La première fois, les paramètres du logiciel sont optimisés pour pour la détection des objets brillants (étape *cold*), la deuxième étape est elle optimisée pour détecter les objets très faibles (étape *hot*) qui sont les objets d'intérêt dans notre cas. Les deux catalogues sont

ensuite fusionnés et les sous-structures de certains objets détectés dans l'étape *hot* sont rattachées à leur structure maitresse détectée de manière plus globale dans l'étape *cold*. Cette technique permet de mieux délimiter les objets et ainsi capturer correctement la morphologie d'objets brillants qui seraient perdus par une détection trop agressive tout en permettant de conserver des objets faibles uniquement détectés dans l'étape *hot*.
Bien que cette méthode offre des avantages elle échoue toujours à détecter, au cœur des amas de galaxies, des objets faibles enfouis dans l'ICL ou dans l'émission étendue des galaxies très brillantes, car la contamination lumineuse y est trop importante.

"ASTRODEEP" Comme on a pu le voir dans la sous-section précédente, la technique d'ASTRODEEP fonctionne sur une approche paramétrique qui consiste à successivement retirer les contribuants de l'émission, en commençant par l'ICL lui-même à l'aide d'un profil de Ferrer [Binney and Tremaine, 1987]. Je n'ai pas voulu appliquer cette technique de modélisation car elle est compliquée à ajuster, elle prend beaucoup de temps et les données ASTRODEEP étaient déjà disponible. Au delà de ça, cette technique a ces problèmes inhérents et n'est pas optimale non plus car les résidus des soustractions peuvent être confondus avec des objets très faibles comme on peut le voir figure 5.14. D'autant plus que leur catalogue publique ne comprend que 3588 objets (contre 14736 pour le mien)

"Wavelet" Livermore et al. [2017] procèdent à une autre approche. L'idée est de voir l'ICL comme un signal à basse fréquence. En effet, son émission étendue se distingue de l'émission piquée des galaxies. Partant de ce constat, ils ont décidé de chercher à supprimer l'ICL en utilisant la méthode de la transformation par ondelettes. Cette transformation va permettre de séparer l'image en fréquences spatiales de différentes longueurs et ainsi isoler l'ICL. Une fois l'ICL supprimé, ils ont pu révélé les petites galaxies (majoritairement à grand redshift), objets de leur étude. La figure 5.16 illustre très bien la procédure qu'ils ont suivie.

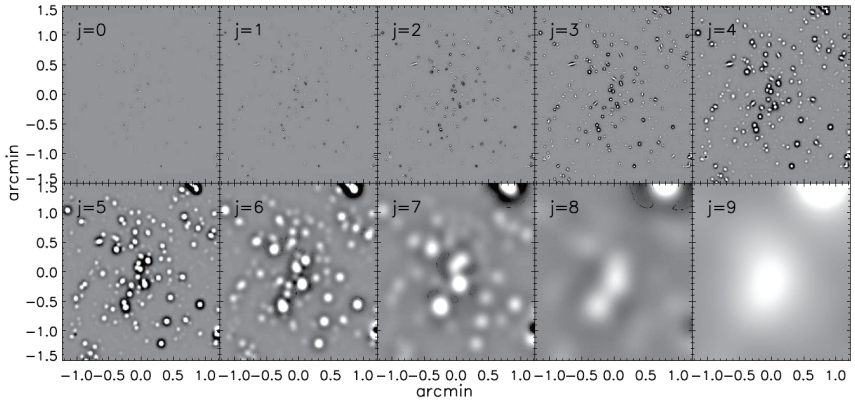

Figure 5.16 : Figure provenant de Livermore et al. [2017]. Il s'agit du filtre F160W de l'amas de galaxies Abell 2744 qui est décomposé en 10 échelles différentes. Sur l'échelle la plus large (j = 9) on peut voir l'ICL

MuSCADeT Les techniques précédentes reposent sur une seule bande à la fois. Une autre technique appelé MuSCADeT [Joseph et al., 2016] cherche à utiliser l'information combinée de plusieurs bandes afin de pouvoir séparer les objets. L'œil est très efficace pour séparer les objets de différentes couleurs. MuSCADeT se base sur la SED des objets recherchés provenant soit d'une analyse en composantes principales soit donnée par l'utilisateur directement pour pouvoir séparer les objets. Un exemple est donné figure 5.17 ou on voit les capacités de MuSCADeT à séparer les objets superposés les uns aux autres.

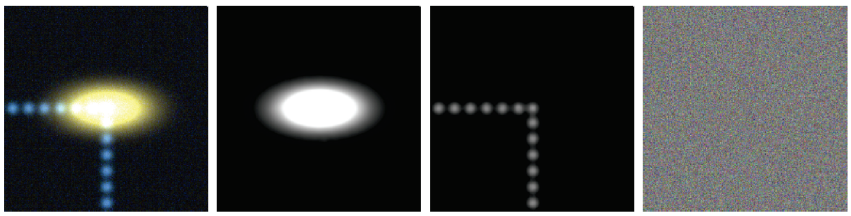

Figure 5.17 : [Joseph et al., 2016] Séparation de source avec MuSCADeT dans le cas simple d'une séparation des couleurs avec une SED estimé de analyse en composante principale (PCA). De gauche à droite : image d'origine simulée, première et seconde composante extraite grâce à MuSCADeT et l'image résiduelle après soustraction des deux composantes de l'image d'origine.

L'inconvénient de cette technique est qu'on ne peut avoir qu'une SED par filtre, ainsi avec deux filtres on pourra séparer que deux types d'objets (bleu et jaune). L'implémentation actuelle du code peut se faire avec trois filtres mais ne permet pas d'utiliser un nombre arbitraire de filtres. Il devient donc difficile de séparer des objets dans le champ de vue si ils sont trop différents. En revanche, si l'on prend comme SED, l'ICL on peut réussir à le retirer de notre image et éventuellement en faire une image de détection. Cependant, je n'ai pas eu le temps de tester cette approche.

5.4 Extraction des spectres basée sur les détections HST

Une fois le catalogue photométrique construit, on utilise la carte de segmentation issue de la détection pour extraire un spectre du cube données. On dira de ces extractions qu'elles sont basées sur la détection de leur continuum (par opposition à la détection des raies en émission). Pour ce faire, on décide de convoluer par une PSF gaussienne de $\sim 0.7''$ individuellement chaque objet de la carte de segmentation HST. $\sim 0.7''$ correspond à la plus grande PSF mesurée dans le cube (dans la partie bleue). On ré-échantillonne ensuite ce masque de segmentation convolué à la taille de pixel spatial de MUSE ($\sim 0.2''$). Puis on coupe le profile à 10% du pic central car on ne veut pas que le profil s'étende à l'infini et incorpore ainsi plus de bruit. La procédure de masquage pour extraire les sources de la carte de segmentation une à une est basée sur une routine de MPDAF que j'ai créée et qui fut incorporée aux autres routines rendues publiques. Il s'agit de la méthode mask_ polygon de l'instance Image. La figure 5.18 montre les différentes étapes de l'extraction.

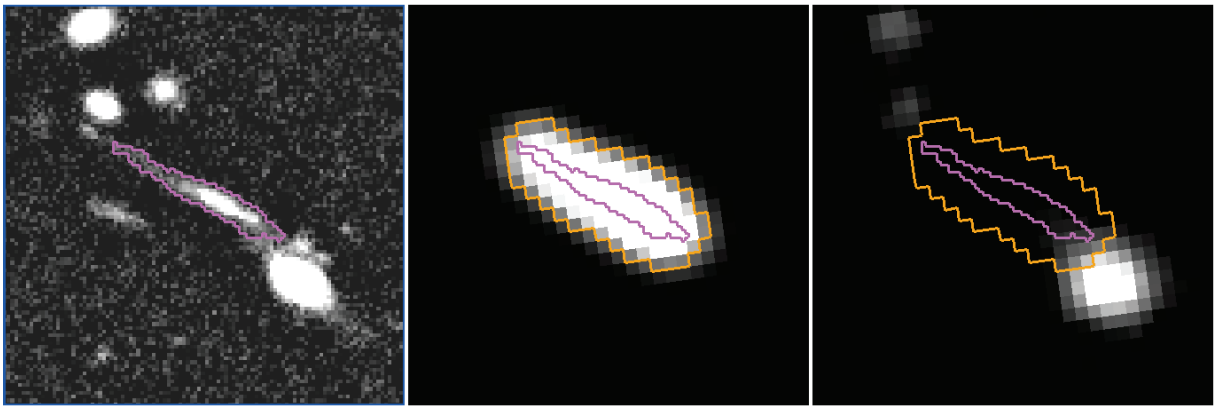

Figure 5.18 : De gauche à droite : 1.) L'image combinée HST qui a été utilisée pour la détection des sources dans le catalogue photométrique. 2.) La carte de segmentation SExtractor associée une fois convoluée par le seeing et ré-échantillonnée à la taille de pixel MUSE. 3.) Image blanche MUSE résultant de la fusion de tous les plans en longueur d'onde. Les contours en magenta représentent la détection faite sur l'image combinée HST et le contour orange représente la coupure en flux à 10% du flux maximal de l'objet une fois que l'image à été convoluée au seeing de MUSE. Chaque panneau fait $\sim 6.25''$ de coté.

Lors de la création du spectre chaque pixel de chaque plan en longueur d'onde est ponderé par son raport signal à bruit selon la méthode de Horne [1986] développée pour maximiser la détection des sources. Cette procédure consiste a sommer les pixels spatiaux par plan de longueur d'onde selon un profil (Gaussien). La valeur de flux obtenue ensuite normalisée par la somme du carré du profile. Dans notre cas on considère la variance constante pour chaque objet (autrement on diviserait à l'intérieur de chacune des sommes par la variance de chaque pixel spatiale de l'image pour tout les plans en longueur d'onde). L'équation 5.1 résume l'opération faite pour calculer à la longueur d'onde λ, la valeur du spectre f_λ :

$$f_\lambda = \frac{\sum_{ij} P_{ij} \times D_{ij}}{P_{ij}^2}, \tag{5.1}$$

avec i et j le numéro des pixels spatiaux, P le profil et D les données. Il faut aussi remarquer que notre jeux de paramètres SExtractor mènent à sur-segmenter les arcs géants. On a du coup par la suite manuellement fusionné les masques et ré-extrait les spectres pour ces objets en particulier. Une fois les objets extraits, j'ai mesuré les redshifts aidé par 4 autres membres de l'équipe.

5.5 Détection automatique de raies en émission

En complément de la méthode basée sur l'émission continue dans les bandes HST on a aussi directement cherché a détecter des sources dans le cube MUSE. La recherche directe de sources dans le cube de données permet essentiellement de détecter les raies d'émission. On a utilisé le logiciel MUSELET[5]. Cet outil d'analyse produit des images en bande étroite tout le long de l'axe spectral du cube de données. Les images font 5 bins de longueur d'onde (6.25 Å) et sont soustraites de l'émission "continue" estimée en prenant la médiane des deux portions de 25 Å de part et d'autre des 6.25 Å de l'émission recherchée. SExtractor est ensuite utilisé sur les images en bandes étroites afin de détecter un excès dans le flux pouvant correspondre à une raie d'émission. On fait ensuite correspondre tout les catalogues SExtractor avant de les fusionner pour produire une liste de raies d'émissions qui seront éventuellement associées à une émission continue. Si plusieurs raies d'émission sont clairement identifiées par MUSELET comme provenant d'un même objet, le redshifts est directement établi. Sinon les raies seront visuellement inspectées afin d'attribuer généralement soit [O II] soit Lyman-α car il s'agit des raies en émission les plus fortes pour les objets à bas et haut redshifts respectivement détectables par MUSE. Comme elles sont les plus importantes lorsqu'on n'est capable seulement d'identifier une seule raie en émission il y a une grande probabilité pour que ce soit une de ces deux raies en émission.

5.6 Construction du catalogue final

Au total, avec 5 personnes de l'équipe, j'ai mesuré à partir des spectres, les redshifts. Ces cinq personnes sont : Johan Richard, Benjamin Clément, David Lagattuta, Vera Patricio et Johany Martinez. Il n'y a pas eu d'harmonisation sur les outils utilisés ainsi on a évité une source d'erreur systématique. La méthode généralement adoptée pour mesurer à partir du décalage spectral d'une raie le redshift de l'objet est de suivre le chemin du photon. Émis par la galaxie, le photon est considéré comme étant émis dans le vide, il traverse ensuite l'Univers et subit le décalage Doppler et cosmologique habituel. Il traverse ensuite l'atmosphère terrestre avant d'arriver dans l'instrument, il faudra donc corriger des effets de l'atmosphère sur la longueur d'onde avant de mesurer le décalage spectral pour trouver le redshift de la source. Sachant bien sûr que certaines raies d'émission UV (< 2000 Ang) sont tabulées dans le vide, il faudrait alors convertir leur valeurs dans l'air.

5. MUSELET fait partie de la suite MPDAF https://git-cral.univ-lyon1.fr/MUSE/mpdaf

Au delà de la seule mesure du redshift de l'objet on a cherché à attribuer un indice de confiance basé sur les règles suivantes.

- Confiance 3 : signifie un redshift robuste identifié à l'aide de plusieurs signatures spectrales fortes (émission ou absorption évidente, cassure de Balmer ou cassure de Lyman)
- Confiance 2 : signifie un redshift probable mais pas certain, reposant souvent sur une seule signature spectrale.
- Confiance 1 : signifie une tentative de mesure de redshift, basée sur des éléments moins fiables.

Un exemple des indices de confiance associés aux spectres est donné figure 5.19.

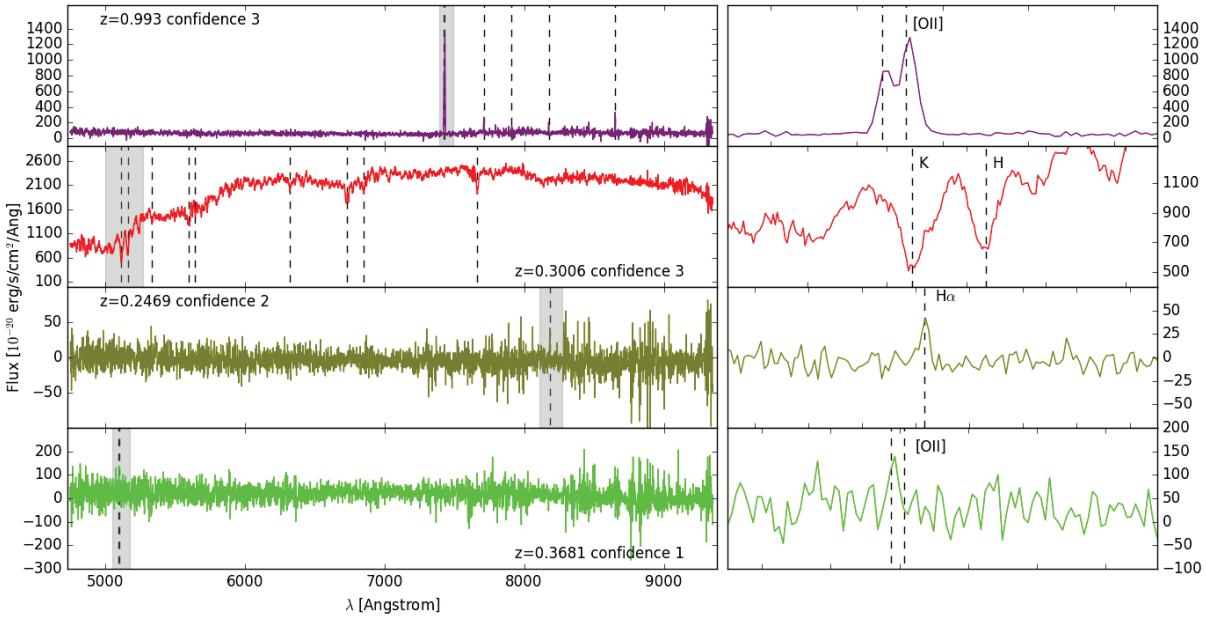

Figure 5.19 : Exemples de spectre 1D. Les 4 lignes illustrent le processus de gradations des indices de confiance. Les panneaux de gauche montrent le spectre complet alors que ceux de droite sont agrandis autour de la signature spectrale marquée par la zone grise dans le spectre de gauche. Les spectres sont indicés par 3 valeurs de confiance, allant de 1 (tentatif) à 3 (robuste). La section 5.6 donne les détails de leur attribution. De haut en bas, on montre : une identification de confiance 3 basée sur de multiple raies en émission (lignes en tirés), une identification de confiance 3 basée sur des absorptions, une identification de confiance 2 basée sur une seule raie en émission et une identification de confiance 1 où on a éventuellement détecté une faible émission [O II].

Chaque spectre extrait via la méthode basée sur la détection HST a été mesuré par au moins une personne jusqu'à une magnitude en bande F814W de 24.4. Cette magnitude correspond empiriquement à la limite où plus aucune source ne présente d'émission continue significative par conséquent aucune raie d'absorption ne peut-être identifiée de manière certaine. La suite du catalogue fut complétée par les sources identifiées à l'aide de MUSELET, toute les détections MUSELET furent inspectées par au moins une des 6 personnes.

Toutes les images multiples repertoriées dans la littérature (Jauzac et al [2015],Zitrin et al [2015], Kawamata et al [2015], Johnson et al [2014], Lam et al [2014] et Richard et al [2014]) ont quant à elles fait l'objet d'une attention systématique de chacune des 6 personnes rattachées à la mesure

de redshifts afin d'accroitre la confiance de la mesure de ceux-ci par une mesure en aveugle de chacun de nous. Il été nécessaire de le faire car on souhaitait le maximum de redshifts possible pour contraindre au mieux l'amas de galaxies.

Ce catalogue de redshifts fut ensuite comparé aux études précédentes ce qui a permis d'augmenter certains indices de confiance de 1 à 2. Toute cette comparaison est davantage détaillée dans la section suivante.

Le catalogue final de redshits partagé à la communauté, contient les sources de niveaux de confiance 2 et 3. Exception faite pour certains systèmes multiples qui bien que souffrant d'un niveau de confiance de 1 en terme d'identification spectrale, ils sont des candidats images multiples de grande confiance, ainsi décidé par la communauté des "*HFF lens modelers*" [Meneghetti et al., 2016].

In fine, parmi les 514 objets du catalogue final, 10 ont un niveau de confiance de 1, 133 ont un niveau de confiance de 2 et 371 un niveau de confiance de 3.

L'histogramme des redshifts peut être consulté figure 5.20 et leurs positions dans le champ de vue peuvent être observées figure 5.21. Le table 5.2 présente les premières lignes du catalogue.

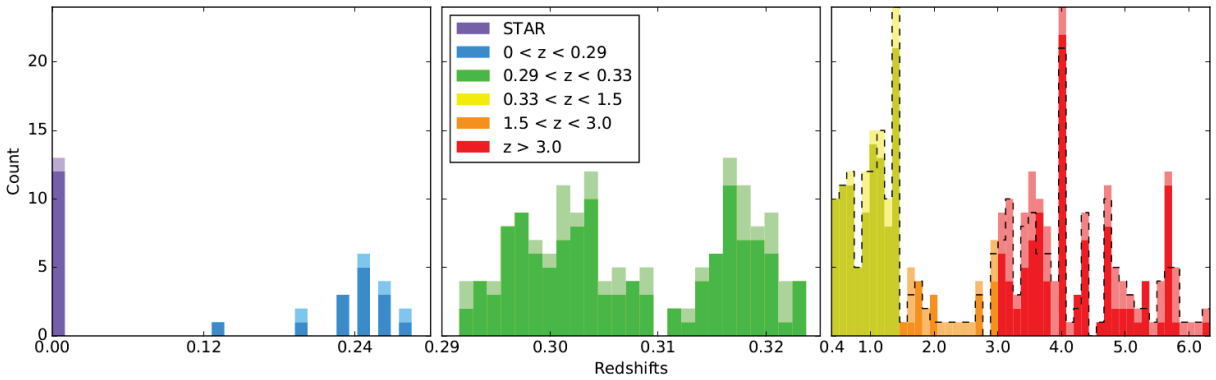

Figure 5.20 : Ces trois panneaux présentent l'histogramme des redshifts du catalogue. À gauche, les sources d'avant plan par rapport à l'amas, au milieu les galaxies membres de l'amas. À droite les galaxies d'arrière plan. Les lignes noires en tirets montrent les sources de redshifts indépendantes (corrigées de la multiplicité induit par l'effet de lentille gravitationnelle). On notera que la taille des bins en redshifts pour les trois panneaux est respectivement ($\Delta z \approx 0.0165$, 0.001, et 0.119)

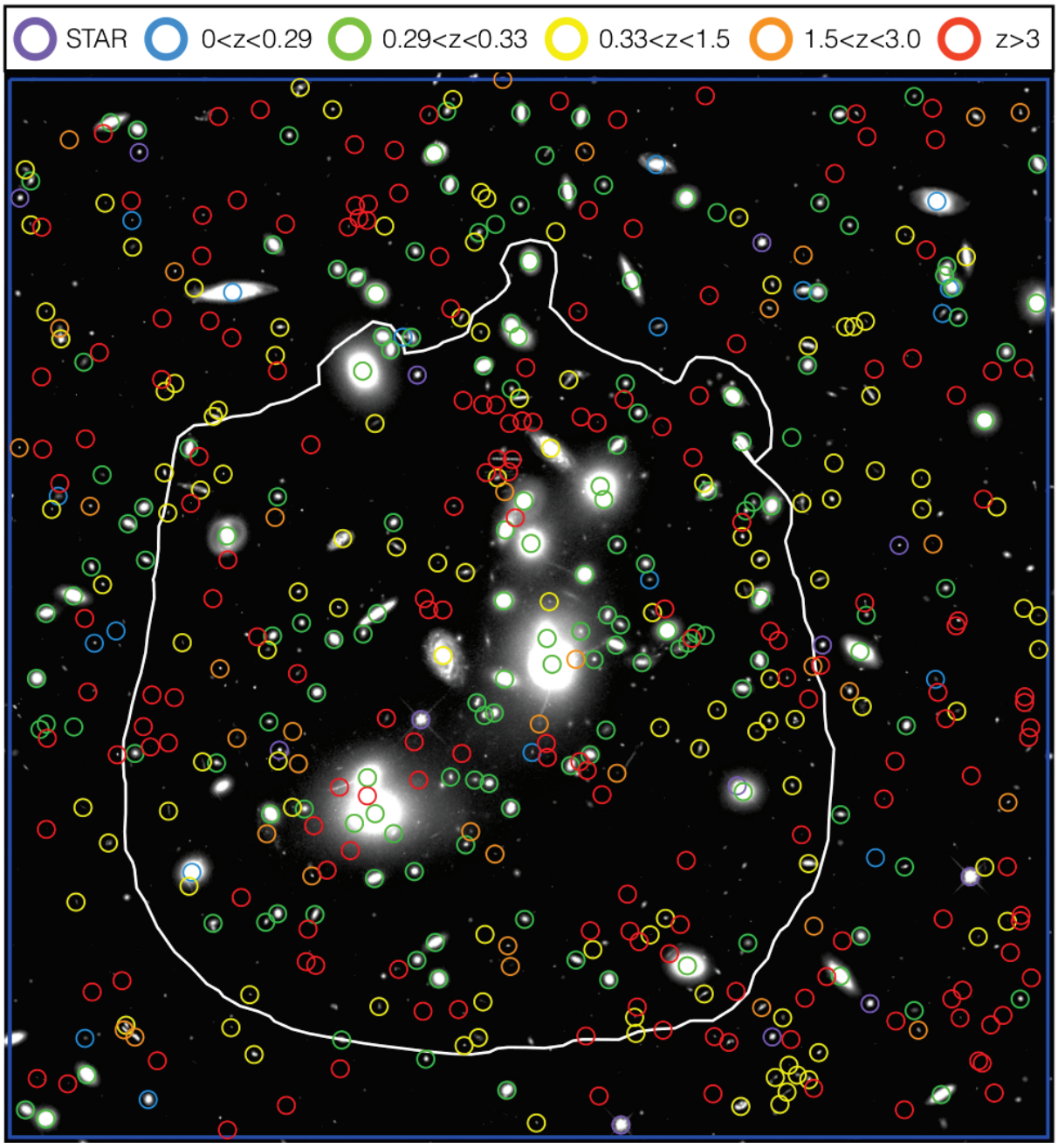

Figure 5.21 : Cette image montre les positions sur le ciel des entrées du catalogue final. Elles sont superposées à une image en trois couleurs HST. La boite bleu sombre représente l'étendue de la mosaïque de MUSE (2′ x 2′). La ligne blanche délimite la zone d'images multiples à $z \leq 10$. La couleur associée à la fourchette de redshifts est indiqué dans la légende aux dessus de l'image et correspond aux couleurs reportées dans l'histogramme figure 5.20.

Table 5.2 : Voici les six premières lignes du catalogue de redshifts. Les colonnes ID, RA, DEC et z représente l'identifiant, l'ascension droite, la déclinaison et le redshifts de chaque entrée. La colonne CONFID représente l'indice de confiance des détection, allant de 3 (robuste) à 1 (moins fiable) en accord avec notre politique de gradation détaillée à la 5.6. La colonne TYPE fait référence à la classification des sources utilisée dans l'analyse de MUSE-UDF (Bacon et al. 2017 soumis) : TYPE=0 correspond aux étoiles, TYPE=2 correspond aux émetteurs [O II], TYPE=3 correspond aux galaxies ne présentant que des absorptions, TYPE=4 correspond aux émetteurs C III] et TYPE=6 correspond aux émetteurs Lyman-α (Les autres TYPE de MUSE-UDF ne correspondent à rien dans notre catalogue, c'est pour ça qu'il ne seront pas mentionné). La colonnes MUL correspond aux identifiants images multiples tels que reporté dans notre analyse du modèle de lentille. Les colonnes FXXXW et FXXXW_ERR correspondent aux magnitudes et à leurs erreurs dans les 7 bandes HST, ces valeurs sont issues de notre catalogue photométrique utilisé pour la détection. Les colonnes MU et MU_ERR correspondent aux facteur d'amplification et à son erreur calculées à l'aide de notre modèle final de lentille. Les entrées MXX sont les objets détectés uniquement dans le cube MUSE et qui ne correspondent à aucune détection de notre catalogue photométrique.

ID	RA	DEC	z	CON-FID	TYPE	MUL	F435W	F435W _ERR	... ...	F160W	F160W _ERR	MU	MU _ERR
	[deg]	[deg]					[mag]	[mag]		[mag]	[mag]		
M39	3.5889097	-30.3821391	6.6439	2	6	""	""	""	...	""	""	2.221	0.061
2115	3.5938048	-30.4154482	6.5876	2	6	""	>29.44	99.0	...	26.70	0.0383	3.575	0.09
M38	3.5801476	-30.4079034	6.5565	2	6	""	""	""	...	""	""	2.958	0.084
M37	3.5830603	-30.4118859	6.5195	2	6	""	""	""	...	""	""	2.868	0.07
10609	3.598419	-30.3872993	6.3755	2	6	""	>30.39	99.0	...	30.00	0.3039	1.768	0.051
5353	3.6010732	-30.4039891	6.3271	3	6	""	>29.57	99.0	...	28.04	0.0938	3.821	0.133
...													

5.7 Recoupement des données avec d'anciennes études

Une fois les détections faites, soit basées sur le continuum HST soit tirées directement du cube de données, on a cherché à comparer notre catalogue aux précédents relevés spectroscopiques dans le champ de vue. Plusieurs campagnes de mesures ont observé cet amas, comme les campagnes FORS avec de la spectroscopie à fentes [Richard et al., 2014] ou la dernière avant celle de MUSE : GLASS (the Grism Lens-Amplified Survey from Space ; Schmidt et al. 2014, Treu et al. 2015)., qui utilise le prisme installé sur le télescope spatial Hubble et qui permet d'identifier les sources de 0.8 à 1.7 μm dans notre cas. En ce qui concerne GLASS un collaborateur (Kasper Schmidt) est venu nous prêter main forte dans cette comparaison et nous avons pu construire une comparaison détaillée des sources MUSE dans GLASS, les sources GLASS sont issues de l'archive publique[6] et des redshifts présentés par Wang et al. [2015], le tout est résumé dans le tableau 5.3. Le reste des comparaisons a été réalisé avec la base de données NED (NASA/IPAC Extragalactic Database `https://ned.ipac.caltech.edu`)

6. `https://archive.stsci.edu/prepds/glass/`

Table 5.3 : Synthèse de la comparaison des redshifts avec les études précédentes. La première division de cet table comprend la comparaison de redshifts avec le catalogue de Boschin et al. [2006] mais préserve l'identification originelle faite par Couch and Newell [1984]. La seconde division résume la comparaison avec le catalogue de redshifts de GLASS (Schmidt et al. 2014, Treu et al. 2015) tandis que la troisième compare les redshifts avec ceux de [Wang et al., 2015]. La colonne C renvoie au niveau de confiance associé aux mesures de redshifts MUSE tandis que la colonne Q associe la qualité rapporté depuis le catalogue GLASS. Les flèches (→) indiquent une mise-à-jour du redshift de la source à l'issue de la comparaison.

Comparaison des redshifts de MUSE avec ceux de Couch & Newell (1984)

ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	ID_{CN}	z_{CN}	Description
5693	0.2986	3	47	0.2896	De multiples signatures d'absorptions (incl. K, H and G) sont détectées dans le spectre MUSE
9778	0.6011	3	33	0.4982	Le spectre MUSE présente une forte émission du doublet [O II].
10059	0.3204	3	3	0.31	De multiples signatures d'absorptions (incl. K, H and G) sont détectées dans le spectre MUSE
10508	0.1900	3	5	0.0631	On a identifié de manière robuste une raie en émission H α.

Comparaison des redshifts de MUSE avec ceux du catalogue GLASS v001.
La mise-à-jour des redshifts sera incluse dans le catalogue GLASS v002 (https://archive.stsci.edu/prepds/glass/) en même temps que la publication de [Mahler et al., 2017]

ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	ID_{GLASS}	z_{GLASS}	Q	Description
9910	1.3397	3	793	2.090→1.340	3→4	L'émission GLASS a été incorrectement attribuée à [O III] au lieu de H α. L'émission H α est en accord avec la forte émission [O II] et les multiples absorptions identifiées dans le spectre MUSE.
5838	2.5809	2	1346	1.03 0→2.581	3→4	L'émission GLASS a été incorrectement attribué à H α au lieu de [O II]. L'émission [O II] est en accord avec la forte émission Si II et l'absorption C IV identifiées dans le spectre MUSE.
3361	2.7416	1→2	1740	1.130→2.742	2→3	La détection GLASS de la raie [O II] confirme l'émission faible C III] détectée dans le spectre MUSE.
7692	2.0700	1→2	1144	2.081→2.070	2.5→3	La détection GLASS de la raie [O III] confirme les absorptions faibles (MgII, FeII, AlIII) identifiées dans le spectre MUSE.
10999	1.1425	1→2	322	1.1425	4	Les fortes émissions H α and Si II détectées dans le spectre GLASS confirment les absorptions faibles identifiées dans le spectre MUSE.
14412	1.6750	1→2	169	1.6750	4	Les fortes émissions [O III], H β et [O II] détectées dans le spectre GLASS confirment l'absorption faible Al III et l'émission faible C III] identifiées dans le spectre MUSE.
14675	1.8925	1→2	263	1.8925	4	Les fortes émissions [O III] et H β détectées dans le spectre GLASS confirment les multiples absorptions UV faibles identifiées dans le spectre MUSE.
1.3	1.688	2	1760	1.8630	3	Le redshift MUSE pour le système multiple 1 a été mesuré sur le spectre combiné de toute les images multiples pour pouvoir identifier le doublet du C III] et de multiples absorptions UV. Aucune signature spectrale pour le redshift GLASS n'a été trouvée dans le spectre MUSE. Bien que le désaccord reste entier nous utiliserons la valeur tirée du spectre MUSE dans la suite de nos analyses.
8400	...	...	997	1.1750	3	L'identification du redshift *via* la raie Hα dans le spectre GLASS ne correspond à aucune signature spectrale évidente dans le spectre MUSE (e.g.[O II]).
56.1	1.8876	2	1467	1.20→1.8876	3→4	Le système multiple 56 est physiquement relié aux systèmes multiples 2. L'émission détectée dans le spectre GLASS fut identifiée comme étant Hα par Wang et al. [2015]. Cependant, en rectifiant cette détection comme étant [O III], cela concorde avec la raie d'émission C III] détectée dans le spectre extrait manuellement des images combinées 2.1/56.1 (les trois autres contre-images montrent un grand niveau de contamination qui ne permet pas d'identifier la raie en émission C III]).
3402	1.6480	3	1773	1.660→1.6480	4	Le redshift MUSE est basé sur de multiples absorptions (Al III, Fe II et Mg II) et une faible émission C III]. La différence de redshift avec GLASS est attribuée à la basse résolution spectrale du réseau HST.
11419	0.3213	3	435	1.0500	3	Le redshift MUSE est basé sur de multiples absorptions faibles et un niveau d'émission continue clairement identifié comme celui d'un membre de l'amas. L'émission [O III] identifiée dans le spectre GLASS ne fait correspondre aucune signature spectrale dans le spectre MUSE.

Table 5.1 : (continued)

Comparaison des redshifts MUSE avec ceux de Wang et al. [2015]
(si les sources n'ont pas préalablement été listées dans le catalogue de redshifts GLASS v001/v002)

ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	$ID_{Wang\ et\ al.}$	$z_{Wang\ et\ al.}$	Q	Description
22.2	5.283	3	807	4.84	2	Le spectre présente une émission Lyman-α évidente pour chacune des images multiples.
6261	0.546	3	996	1.14	2	L'émission GLASS a été incorrectement attribuée à [O II] au lieu de [O III], ce qui est confirmé par les six raies d'émissions identifiées dans le spectre MUSE.
7007	...	...	1064	1.17	3	Aucune signature spectrale ([O II] ou Mg II) ne fait correspondre dans le spectre MUSE le redshift GLASS identifié par l'émission H α.

5.8 Produits dérivés de l'analyse de données effectuée

Analyse dynamique de l'amas

Owers et al. [2011] ont fait le plus large relevé spectroscopique de l'amas de galaxies Abell 2744 en utilisant le spectrographe AAOmega du télescope Anglo-Australien (AAT). Ils ont mesuré les redshifts pour 343 galaxies membres de l'amas dans rayon projeté de 3 Mpc à partir du cœur de l'amas. Leur analyse de la dynamique de l'amas suggère trois composantes dynamiques dont deux d'entre elles (A et B) sont centrées autour du cœur de l'amas. Ces deux composantes ont une séparation en distribution de vitesse sur la ligne de visée englobant le reste de l'amas. La région d'étude de lentille forte présente dans cette thèse se réfère dans leurs travaux à la région compacte Sud.

En dépit de la région plus petite couverte par MUSE ($r < 550$ kpc), j'ai relevé 156 redshifts de galaxies appartenant à l'amas (Fig. 5.21, panneau du milieu). Afin d'obtenir une valeur plus robuste des redshifts, chacun d'eux fut mesuré à nouveau par le logiciel Auto-Z [Baldry et al., 2014] faisant ainsi une corrélation croisée entre chaque spectre et des spectres synthétiques (*template*) de galaxies passives et de galaxies avec formation d'étoiles. Je présente figure 5.22 la carte 2D de la vitesse sur la ligne de visée par rapport au redshift de l'amas $z = 0.3064$, défini comme étant le redshift moyen dans Owers et al. [2011]. La couleur des symboles code pour la valeur de la vitesse relative de chaque galaxie et le rayon du symbole code pour la brillance dans le filtre ACS/F814W tirée du catalogue photométrique.

La figure 5.22 révèle une dichotomie claire dans la distribution des vitesses, avec 2 groupes de galaxies, un à basse et un à haute vitesse, centrés respectivement autour des régions NW et SE. Les galaxies présentant une formation d'étoiles (marquées d'un symboles en étoile sur la figure 5.22 et sélectionnées ainsi par leur émission [O II]) tendent à être localisées en périphérie du champ de vue (> 100 kpc de rayon) là ou la densité de mass surfacique de l'amas est inférieure à $1.5 \times 10^9\ M_{\odot}.kpc^{-2}$.

La bimodalité de la distribution de vitesses apparait clairement dans l'histogramme figure 5.22. J'ai ajusté pour chacune des deux composantes (séparées à $v = 870$ km s^{-1}) une distribution gaussienne et j'ai trouvé les paramètres suivants : $v_{\rm centre} = -1308 \pm 161$ km s^{-1}, $\sigma = 1277 \pm 189$ km s^{-1} et $v_{\rm centre} = 2644 \pm 72$ km s^{-1}, $\sigma = 695 \pm 76$ km s^{-1}. Ces valeurs sont remarquablement proches de celle trouvées par Owers et al. [2011] pour le groupe B ($v_{\rm center} = -1658$ km s^{-1}, $\sigma = 789$ km s^{-1}) et pour le groupe A ($v_{\rm center} = 2574$ km s^{-1}, $\sigma = 441$ km s^{-1}) comme montré figure 5.22. La différence majeure est le petit excès dans la distribution des galaxies dans la fourchette de vitesse [-200,800] km s^{-1}. Elle pourrait être attribuée à la présence de galaxies d'amas qui n'appartiennent ni au groupe A ni au groupe B.

En raison du large espacement en terme de vitesses entre le groupe A et B (~ 4000 km s^{-1}), l'hypothèse la plus simple suggère que les deux groupes n'ont pas encore fusionné (e.g. Maurogordato et al. [2011]). Ces deux groupes sont séparés de ~ 75 kpc en projection sur un axes SE - NW, cet axe est semblable à celui des deux potentiels de matière noire à large échelle. Cette distance pro-

jetée est petite mais significative : les deux groupes sont séparés spatialement et dynamiquement. Le petit écart renforce l'hypothèse que les deux groupes n'ont pas encore fusionné. Cependant la complexité du rayonnement X [Owers et al., 2011, Jauzac et al., 2016b] suggère un scénario plus complexe. Une analyse jointe de la température du gaz et de la dynamique illuminera l'histoire de fusion de cette amas, mais cette analyse était en dehors du cadre de cette thèse.

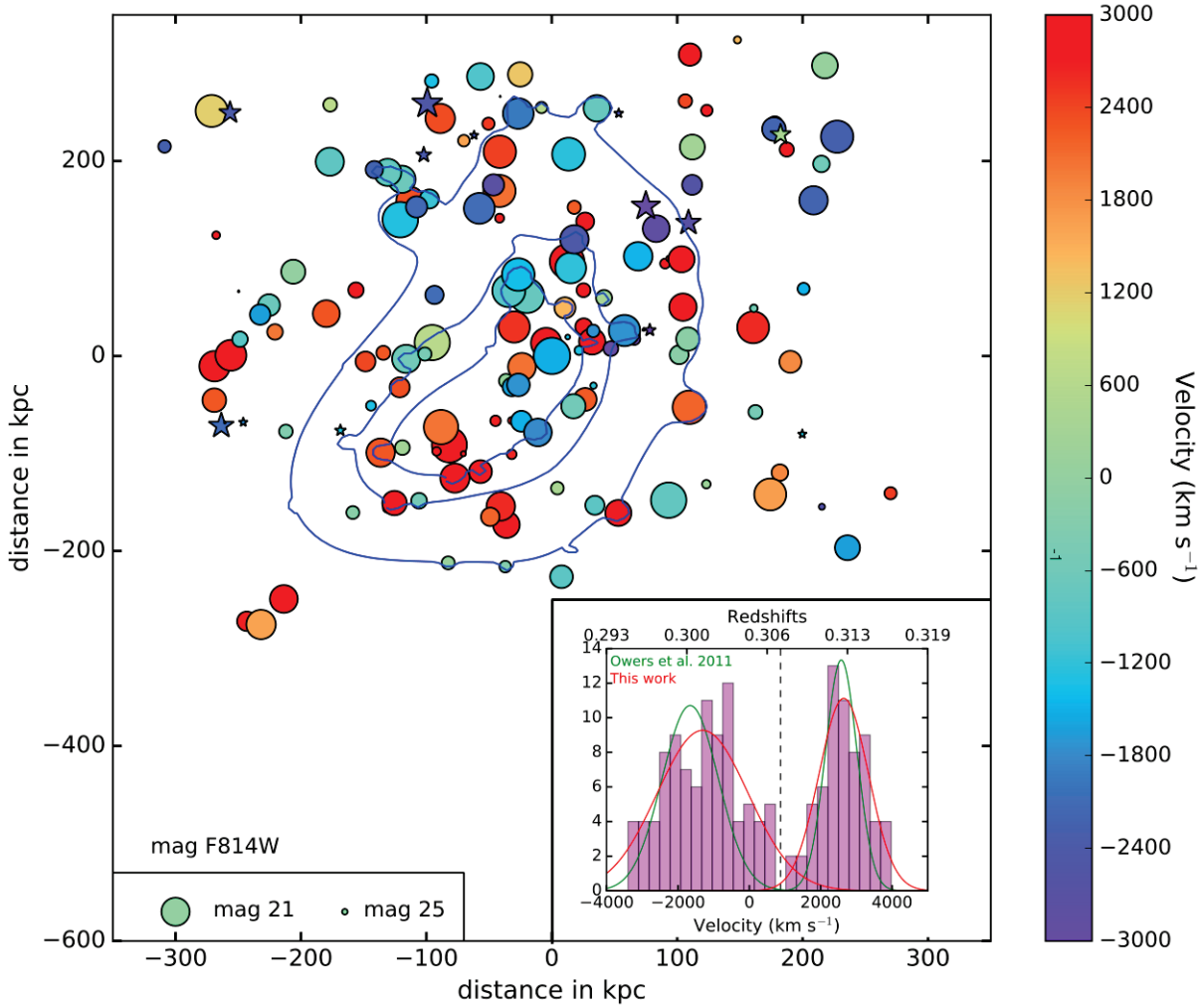

Figure 5.22 : Cartographie du décalage en vitesse des galaxies membres de l'amas par rapport à la veitesse moyenne de celui-ci. Les cercles représentent les galaxies où aucune émission n'a pas être détectée dans le spectre alors que les étoiles représentent des galaxies avec de fortes raies d'émissions. L'encart contient un histogramme des vitesses superposé à la distribution détectée à la fois dans les travaux de Owers et al. [2011] et dans les miens. Pour référence, des contours de densité masse surfacique de l'amas (lignes bleues) ont été superposés, ils représentent de l'extérieur vers l'intérieur 1×10^9 M$_\odot$ kpc^{-2}, 1.5×10^9 M$_\odot$ kpc^{-2}, and 2×10^9 M$_\odot$ kpc^{-2} et ont été calculés grâce à mon modèle de lentille (chapitre suivant).

Carte des Lyman-α

La figure 5.23 illustre le grand nombre de galaxies dans lesquelles j'ai pu identifier une raie en émission Lyman-α. Une part de la thèse de Johany Martinez consiste à modéliser leur propriétés physiques à partir de leur photométrie, s'appuyant notamment sur les données infra-rouge IRAC du satellite Spitzer. David Bina a utilisé l'échantillon Lyman-α pour estimer la fonction de luminosité de ces galaxies pendant sa thèse. Geoffroy de la Vieuville un étudiant en thèse à Toulouse prendra la suite du travail de David Bina pour étudier les propriétés spectrales de ces émetteurs Lyman-α.

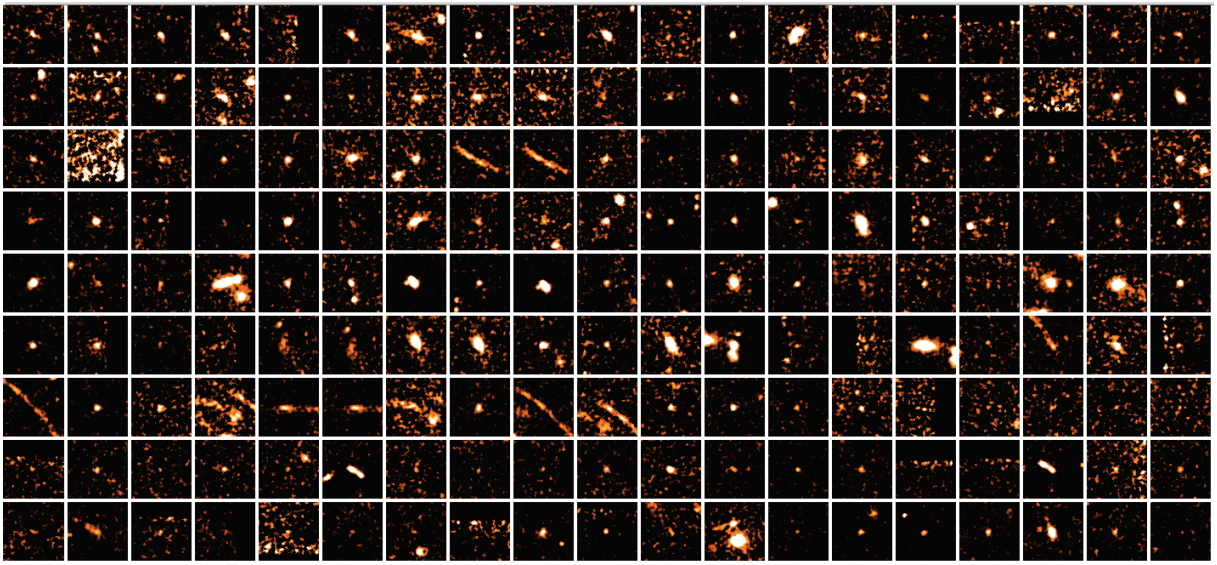

Figure 5.23 : Carte des émetteurs Lyman-α. Chaque panneau fait 20$''$ de coté et présente une image en bande étroite créée à partir du cube de données MUSE. L'image en bande étroite et centrée sur l'émission Lyman-α de la galaxie et optimiser de sorte à maximiser le rapport signal à bruit au centre de l'image. Certains émetteurs Lyman-α sont très faibles et seulement une inspection visuelle très attentive a permis de les détecter.

Trainées en Hα des galaxies tombant dans l'amas

Une dizaine de galaxies tombant dans l'amas présentent de grandes trainées de gaz qui émettent essentiellement aux travers de l'émission Hα. On peut voir une de ces galaxies figure 5.24. Ces trainées d'émission Hα peuvent être un indicateur en faveur de la fusion de l'amas et viendrait s'opposer à l'interprétation de la dynamique des galaxies d'amas faite à la section 5.8.

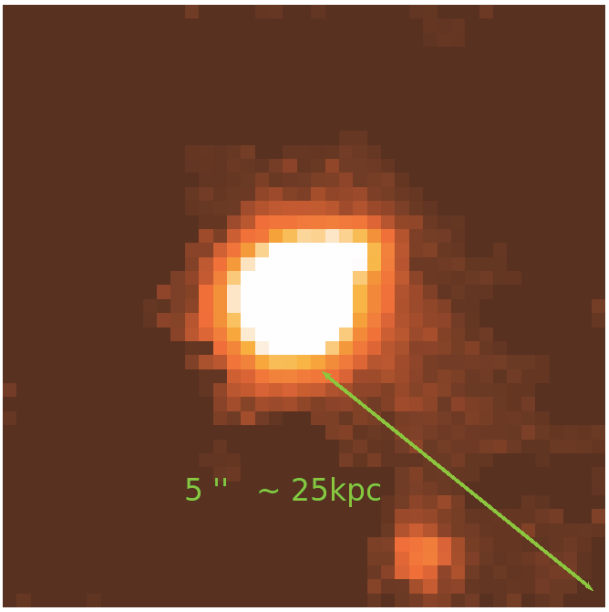

Figure 5.24 : Une galaxie présentant une trainée Hα

6

Création du modèle de masse d'Abell 2744

On verra en détail dans ce chapitre la construction du modèle de lentille de l'amas Abell 2744 que j'ai faite durant ma thèse. La méthodologie générale de la modélisation et le fonctionnement de LENSTOOL ont déjà été détaillés dans le chapitre 3, on verra donc ici directement son application au cas de A2744.

Abell 2744 est un amas très étudié et de nombreux modèles de masse existent pour cette amas (Merten et al. [2011], Richard et al. [2014], Johnson et al. [2014] Jauzac et al. [2014], Lam et al. [2014], Ishigaki et al. [2015], Kawamata et al. [2016], [Wang et al., 2015]). Certains modèles n'ont pas fait l'objet de publication scientifique mais sont tous de même partagés avec la communauté *via* l'archive mise à disposition par STScI[1].

La construction d'un modèle de lentille est un processus itératif où beaucoup d'hypothèses sont traitées en même temps. Étant donnée la complexité de l'amas de galaxies, j'ai d'abord commencé par inclure les contraintes au fur et à mesure afin de changer de manière optimale la paramétrisation du modèle, avant une nouvelle minimisation. Les contraintes supplémentaires ont été ajoutées à mesure que le modèle pouvait en tenir compte et en prédisant les images de celles-ci à proximité de leur position observée. La fin du processus itératif repose sur un niveau arbitraire de satisfaction car on pourrait vouloir raffiner le modèle sans fin. Plusieurs améliorations possibles seront évoquées à la fin de cette section. La mesure de satisfaction d'un modèle peut reposer sur plusieurs critères mais LENSTOOL est fait de tel sorte qu'on va utilisé le χ^2 du modèle ou la distance moyenne calculée entre les prédictions du modèle et les positions des images multiples observées, appelée RMS moyenne. Au cours de ce travail pas moins de 127 modèles de lentilles ont été réalisés. Chaque modèle, selon son degré de complexité et le niveau de satisfaction atteint,

1. https://archive.stsci.edu/pub/hlsp/frontier/abell2744/models/

nécessite de 2 à 10 jours de temps de calcul en utilisant de 20 à 30 cœurs.

6.1 Distribution des potentiels

6.1.1 La matière noire à grande échelle

Afin de modéliser la région centrale de Abell 2744, j'ai utilisé plusieurs potentiels PIEMD pour cartographier la matière noire à différentes échelles dans l'amas. *In fine* j'ai modélisé la matière à grande échelle à l'aide de deux potentiels PIEMD centrés approximativement sur les deux premières BCGs. Un troisième potentiel a été testé proche d'un groupe de galaxies au Nord de la zone d'images multiples mais cela n'a pas donné de bon résultat, ce cas sera discuté plus en détails à la section 6.3. La figure 6.1 donne un résumé de cette sous-section et permet de visualiser la position de ces deux potentiels.

6.1.2 Les galaxies les plus brillantes

Il est attendu que les galaxies d'un même amas suivent une unique relation masse-lumière. À l'exception faite de certaines qui présentent des caractéristique singulières comme on a pu le voir à la section 3.5. Parmi celles-ci on comptera les BCGs. Newman et al. [2013b,a] conseillent de modéliser ces galaxies séparément dans les modèles et j'ai suivis leurs conseils pour deux raisons. Owers et al. [2011] ont détecté deux sous-structures majeures dans l'amas de galaxies Abell 2744 est il se trouve que les deux BCGs sélectionnées pour être modélisées à part dans notre modèle sont chacune la BCG d'une de ces sous-structures (cette analyse est détaillée à la section 5.8). La première BCG présente une forme asymétrique comme on a pu le constater avec la forme de banane qui reste dans les images ASTRODEEP, on pense que cette asymétrie peut être due à la récente fusion de galaxies. La deuxième raison est pratique car on constate autour de ces deux premières BCGs la présence d'arcs gravitationnelles radiaux, ces arcs sont très sensibles à la position de la ligne critique et offrent des contraintes très fortes sur le centre de l'amas. On a donc cherché à offrir une liberté à notre modèle de lentille afin de pouvoir mieux modéliser l'hyper-centre de l'amas, *a fortiori* le potentiel de matière noire de la BCG.
La question de modéliser la troisième BCGs s'est posée, mais comme elle est un peu plus éloignée du cœur, qu'elle ne présente pas d'arc gravitationnel radial et qu'elle n'est la BCG d'aucune autre sous-structure détectée, il n'y avait aucune raison suffisante pour la modéliser séparément.
Dans le champ de vue de l'amas de galaxies on rencontre aussi des galaxies qui n'appartiennent pas à l'amas mais qui potentiellement, vont influencer par leur masse la déflexion des images multiples. C'est le cas de deux galaxies d'arrière plan dans notre champ de vue d'Abell 2744 (une au Nord de la région d'images multiples à z=0.6011 et une plus au Sud et plus proche du centre de l'amas à z=0.4971). J'ai décidé de ne pas faire de minimisation en mutli-plans car non seulement, ce n'est pas entièrement implémenté dans Lenstool pour les galaxies d'arrière-plan mais aussi pour sauver du temps de calcul pour le modèle complet qui est déjà très long (2 à 3 semaines). Ainsi on a fait une estimation préliminaire de leur rapport masse-lumière pour en

déduire les paramètres d'un potentiel PIEMD, elles sont ensuite réévalués au redshift de l'amas et on a ensuite laissé le modèle ajuster la valeur de la dispersion de vitesses pour la galaxie du Nord et la dispersion des vitesses et le rayon de coupure r_{cut} pour la galaxie du Sud. Le choix de laisser libre le r_{cut} pour la galaxie du Sud a été pris après plusieurs tentatives en constatant que le modèle préférait des valeurs presque négligeables pour cette galaxie. En laissant donc les deux paramètres évoluer, on permet à l'ajustement du modèle de réduire totalement l'influence de cette galaxie si nécessaire.

6.1.3 Sélection des galaxies membres de l'amas

Pour construire le catalogue des galaxies membres de l'amas, j'ai demarré en utilisant la sélection couleur-couleur de galaxies membres faite dans Richard et al. [2014]. Toutes les galaxies qui tombent dans les 3 σ de l'ajustant d'un modèle linéaire à la séquence de l'amas, à la fois dans le diagramme couleur-magnitude (m_{F606W}-m_{F814W}) vs m_{F814W} et dans le diagramme couleur-magnitude (m_{F435W}-m_{F606W}) vs m_{F814W} ont préalablement été sélectionnées. De cette sélection de galaxies, je n'ai gardé que les galaxies du champ de vue de WFC3. L'influence des galaxies individuelles au delà de ce champ de vue est négligeable et se limiter ainsi permet de sauver également du temps de calcul. On notera que les champs de vue MUSE et WFC3 sont très semblables et se limitant ainsi on se concentrera sur la modélisation du centre de l'amas. (voir Jauzac et al. 2015 et les références à l'intérieur). Ce type de coupure est commune et a déjà été fait pour les amas LoCuSS [Smith, 2006] par exemple où les galaxies membres de l'amas sont sélectionnées dans un rayon de 250kpc à partir de la BCG.
Toutes les galaxies sélectionnées qui ont montré un redshift en dehors de celui de l'amas [$0.29 < z < 0.33$] (voir Fig. 6.21) sont rejetées de la sélection (8 galaxies), toutes les galaxies montrant un redshift appartenant à l'amas et qui n'étaient pas présentes dans la sélection sont quant à elles incluses (21 galaxies).
Comme mentionné dans la section 3.5 les galaxies de cette sélection seront modélisées par une loi d'échelle basée sur la relation de Faber-Jackson. Dans la perspective d'être le plus cohérent possible quant aux magnitudes en jeu, j'ai substitué les magnitudes initiales par les magnitudes du catalogue photométrique ASTRODEEP (Merlin et al. 2016, Castellano et al. 2016). Les magnitudes tirées de ce catalogue résultent de l'ajustement d'un profil Sérsic (voir sect 7.1.2) des galaxies et ont ainsi une magnitude plus robuste que la précédente. En comparaison avec notre catalogue, les objets brillants présentent la différence de magnitude la plus grande, comme on a pu le voir dans le chapitre précédent à la section 6.3. Cependant, toutes les magnitudes n'étaient pas disponibles dans le catalogue d'ASTRODEEP, on a alors utilisé la magnitude de notre catalogue HST détaillée à la section 6.3. Les galaxies de faibles luminosité et par ailleurs loin des arcs gravitationnels influent très peu sur la déflexion de ces images, seules les galaxies les plus brillantes seront des contributeurs significatifs, c'est pourquoi seules les galaxies plus brillantes que 0.01 $L\star$ furent gardées dans la sélection. D'après Natarajan et al. 2017 m$\geq$ 0.01 $L\star$ correspondrait à une magnitude m_{F814W} <24.44 et donc une masse totale de M$\approx 1.5 \times 10^9\,M\odot$. La masse manquante

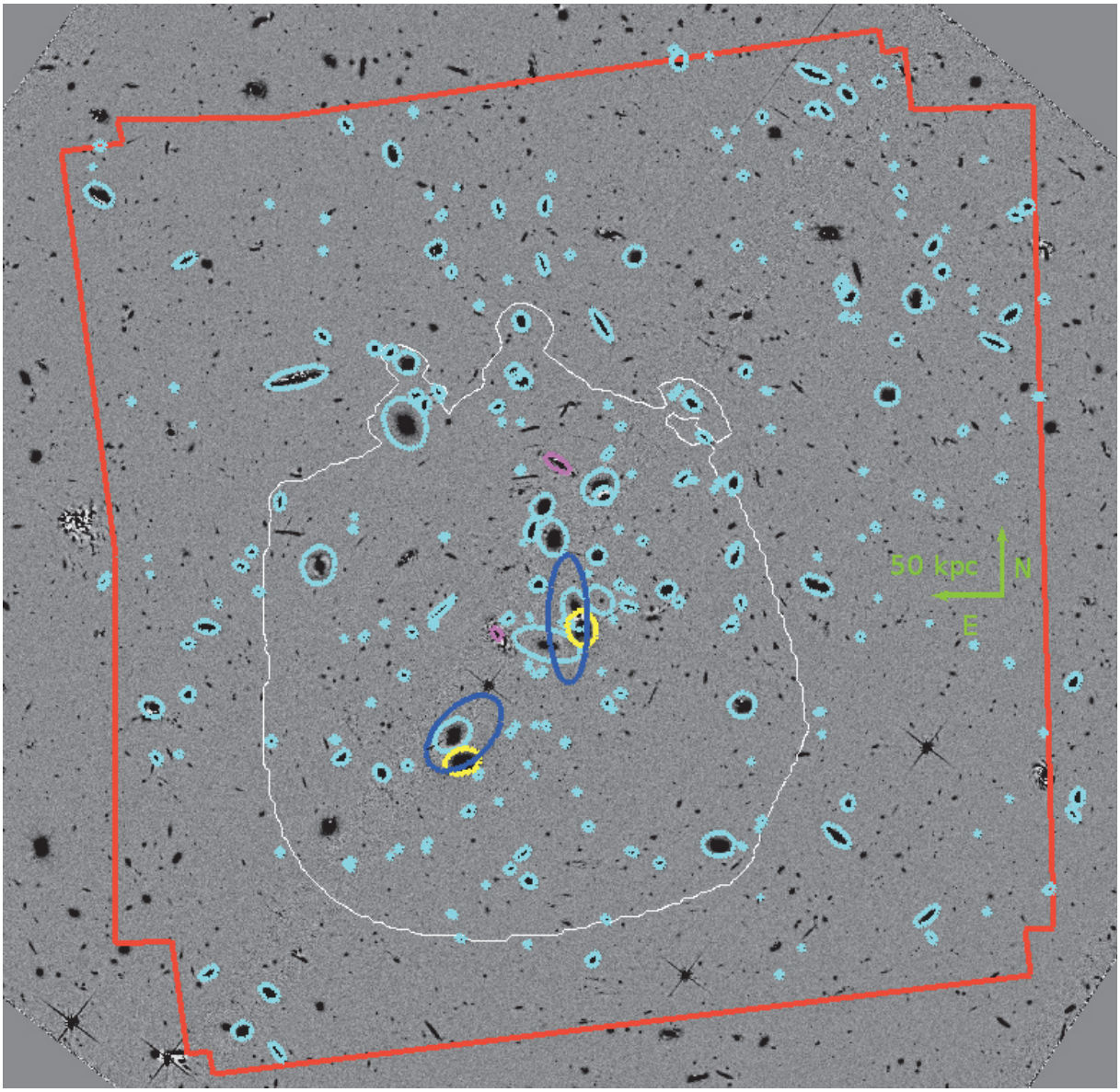

Figure 6.1 : Cette figure illustre les différents types de potentiels utilisés pour modéliser le cœur de l'amas de galaxies Abell 2744. En bleu foncé, on verra les deux potentiels de matière noire à grande échelle, en jaune les deux BCGs, en magenta les deux galaxies d'arrière plan re-évaluées au redshift de l'amas et en cyan les galaxies faisant parties de la relation d'échelle utilisée pour réduire le nombre de paramètres. Le contour blanc délimite la zone d'images multiples et le contour rouge délimite le champ de vue de la caméra WFC3. L'image utilisée est l'image soustraite de la médiane du filtre F814W.

des faibles galaxies loin des arcs gravitationnels est complètement dégénérée avec les potentiels de matière noire à grande échelle.
In fine, 246 galaxies composent notre sélection et 156 d'entre elles ont un redshift spectroscopique. Comme décrit dans la section 5.8, le grand nombre de redshifts disponible pour cette amas offre une information de valeur pour la dynamique de l'amas.

6.2 Les contraintes

Cette sous-section donne une revue de tous les systèmes d'images multiples connus et rapportés dans Abell 2744. Je décrirai aussi la méthodologie suivie pour catégoriser les systèmes multiples utilisés comme contraintes du modèle. La table 6.1 résume le nombre de systèmes, images dont celles ayant un redshift spectroscopique pour les études précédentes.

6.2.1 Historique des contraintes

Les premiers modèles de lentille gravitationnelle pour Abell 2744 sont apparus avant les observations *Hubble Frontier Fields* . Merten et al. [2011], Richard et al. [2014], et Johnson et al. [2014] ont construit chacun un modèle de lentille comptant 55 systèmes multiples, dont 3 d'entre eux avait un redshift spectroscopique. Bien que toutes les images du système n'avaient pas de mesure de spectre, les systèmes 3, 4 et 6 furent considerées lors de la modélisation comme ayant tous un redshift spectroscopique, comme rapporté dans Johnson et al. [2014]. Une fois les observations *Hubble Frontier Fields* rendues publiques, Jauzac et al. [2014], Lam et al. [2014], Ishigaki et al. [2015], et Kawamata et al. [2016] proposèrent de nouvelles images multiples portant le nombre total à ∼180 images et ∼60 systèmes. Incluant davantage de systèmes avec contraintes spectroscopiques issues de la campagne de mesure GLASS [Wang et al., 2015] proposa aussi modèle. Les nouvelles images concernées sont 1.3, 2.1, 3.1, 3.2, 4.3, 4.5, 6.1, 6.2, 6.3, 18.3 et 22.1. Wang et al. [2015] rapportent aussi une mesure de redshifts pour le système 55 mais celui-ci est associé au système 1, il s'agit très probablement d'une région de formation stellaire de la galaxie spirale qu'est système 1. Le nombre total de systèmes (N_{sys}), d'images multiples (N_{im}) ainsi que la fraction ayant de la spectroscopie sont rapportés Table 6.1.

6.2.2 Ajout de MUSE

On a déjà pu voir dans la table 5.3 le résumé des conflits entre les précédentes mesures de redshifts et je rappelle ici que certains conflits avec Wang et al. [2015] concernaient les images multiples. L'étude rapporte une mesure de redshifts pour l'image 1.3 à l'aide de la raie H_α à z=1.8630 d'une qualité de 3 (Q=3 dans leur catalogue) alors que notre mesure de redshift de confidence 3 basée sur la détection de la raie de C III] dans le spectre combiné des images du système nous donne un redshift de 1.688. Même après inspection du spectre GLASS durant la visite d'un collaborateur, Kasper Schmidt, impliqué dans la campagne de mesure GLASS, la différence entre les mesures

Table 6.1 : Nombre d'images et de systèmes multiples dans les modèles de lentille d'Abell 2744 pour différent études. $N_{sys,z}$ donne le nombre de systèmes ayant au moins une image possédant de la spectroscopie, $N_{im,z}$ donne le nombre d'images multiples confirmées par spectroscopie et utilisées dans le modèle. N_{sys} et N_{im}, donnent respectivement le nombre total de systèmes et le nombre total d'images multiples rapporté par l'étude, qu'elles soient utilisés comme contraintes ou non.

Études	$N_{sys,z}$	$N_{im,z}$	N_{sys}	N_{im}
pre-HFF				
Merten et al. 2011	0	0	11	34
Richard et al. 2014	2	2	18	55
Johnson et al. 2014	3	3	15	47
post-HFF				
Lam et al. 2014	4	4	21	65
Zitrin et al. 2014	4	4	21	65
Ishigaki et al. 2015	3	3	24	67
Jauzac et al. 2015	3	8	61	181
Wang et al. 2015	3	8	57	179
Kawamata et al. 2016	5	5	37	111
Mahler2017	**29**	**83**	**60**	**188**

reste un mystère, on a alors choisi d'un commun accord de conserver pour mon modèle la valeur du redshift mesuré par MUSE.

Toutes les entrées du catalogue de redshifts ont été testées par notre modèle de lentille pour voir si ils confirment ou infirment une éventuelle multiplicité.

On rejette plusieurs candidats images multiples grâce à la connaissance de leur redshifts. En effet, les 5 images 57.1, 57.2, 58.1, 58.2 et 200.2 ont des redshifts incompatibles avec notre modèle en tant que candidat images multiples. Ces 5 images ont un redshifts de 1.1041, 1.2839, 0.779, 0.78 et 4.30 respectivement. La figure 6.3 permet de visualiser ces systèmes rejetés.

Notre mesure de redshifts a aussi conduit à identifier de nouveaux systèmes pratiquement inexistants dans les données HST. *A posteriori*, certains pourraient être associés à flux très faible dans certaines bandes mais aucune association n'est assez évidente pour être assurée. Ces trois systèmes (62, 63 et 64) sont des émetteurs Lyman-α on pourra les observer avec le reste des systèmes multiples ayant une spectroscopie figure 6.2.

6.2.3 Cercles de confiance des contraintes du modèle

L'identification robuste des systèmes multiples est cruciale dans la construction de modèle de masse d'amas de galaxies. De par la nature de l'effet de lentille gravitationnelle, les contraintes ne sondent que la masse à l'intérieur du rayon d'Einstein à la position de la source. En augmentant

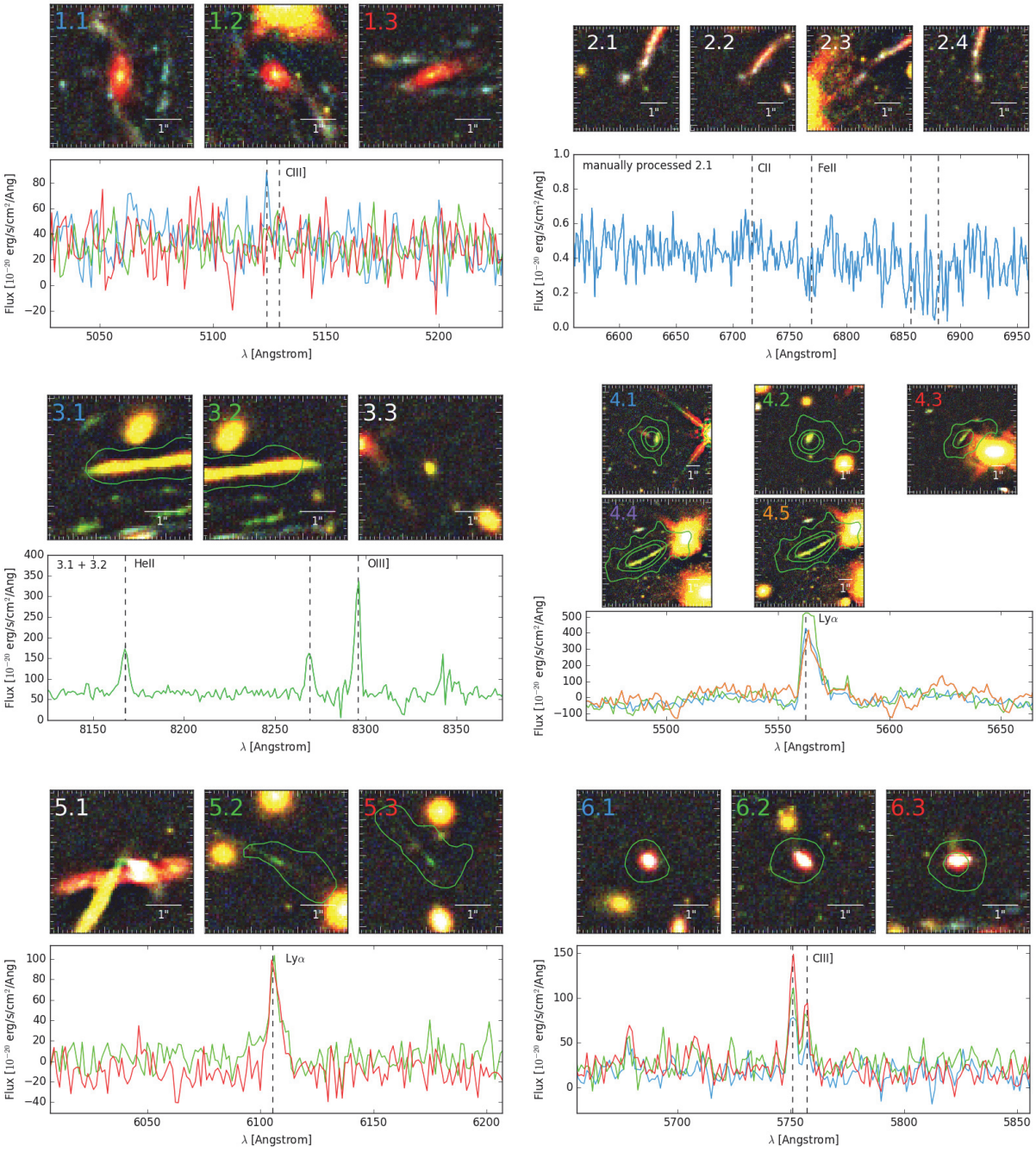

Figure 6.2 : Chaque panneau présente un systèmes d'images multiples qui contient au moins deux images ayant un redshift spectroscopique. Au bas de chaque image, une portion du spectre montrant la signature spectrale la plus évidente est présentée. Les images sont des images HST créées à partir des images soustraite de la médiane et utilisées pour l'extraction photométrique. Système 1 et 2 sont des cas particuliers. Système 1 n'a été détecté spectralement que dans le spectre combiné des trois images. De part la une forte contamination des galaxies membres d'amas, le redshift du système 2 n'est déterminé qu'à partir de l'image 2.1. Les contours sont présentés à 1σ par pixel, 3σ par pixel, etc...

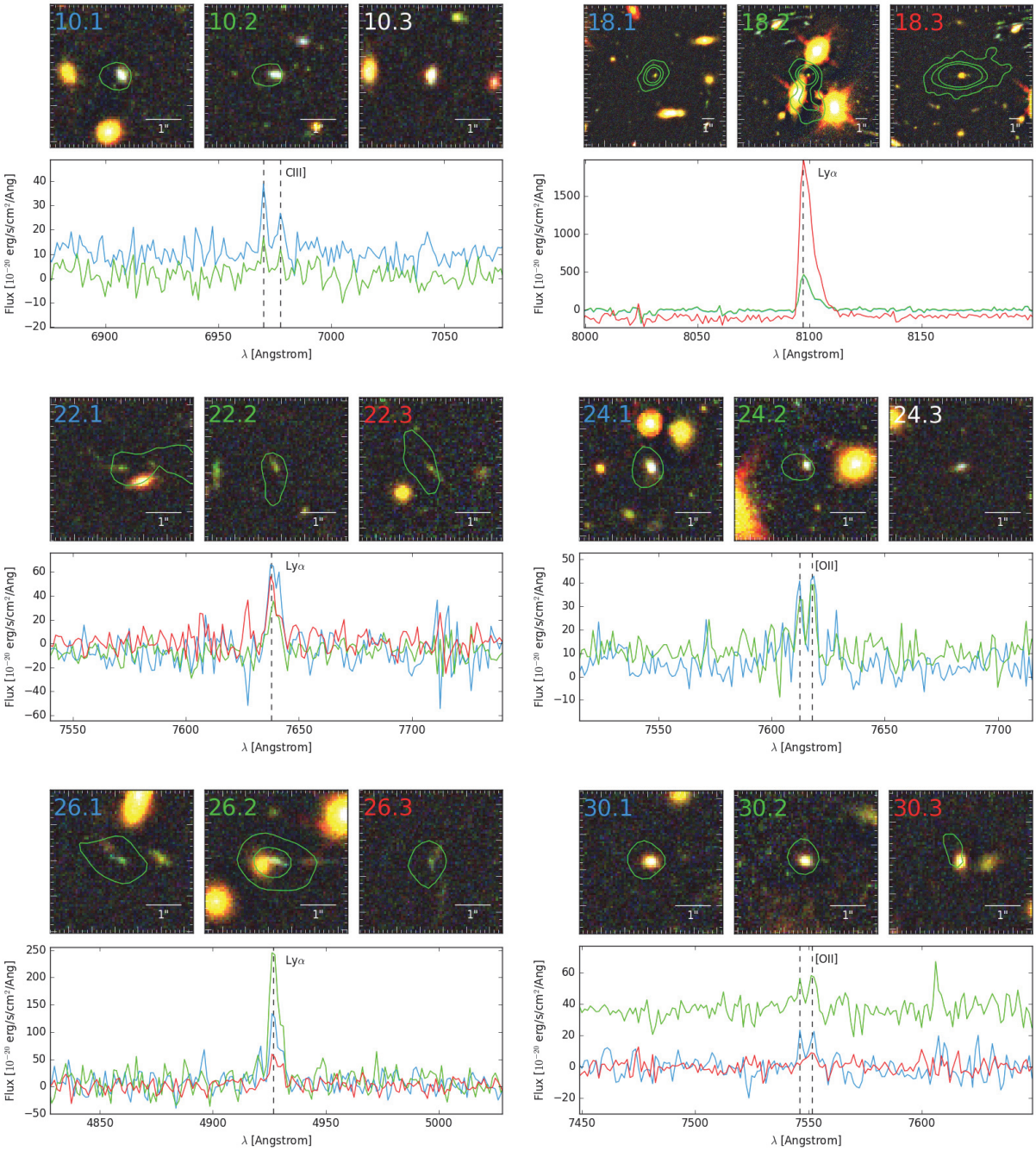

Figure 6.2 : Suite des systèmes multiples. L'image 10.2 montre une région d'extraction à 0.5σ

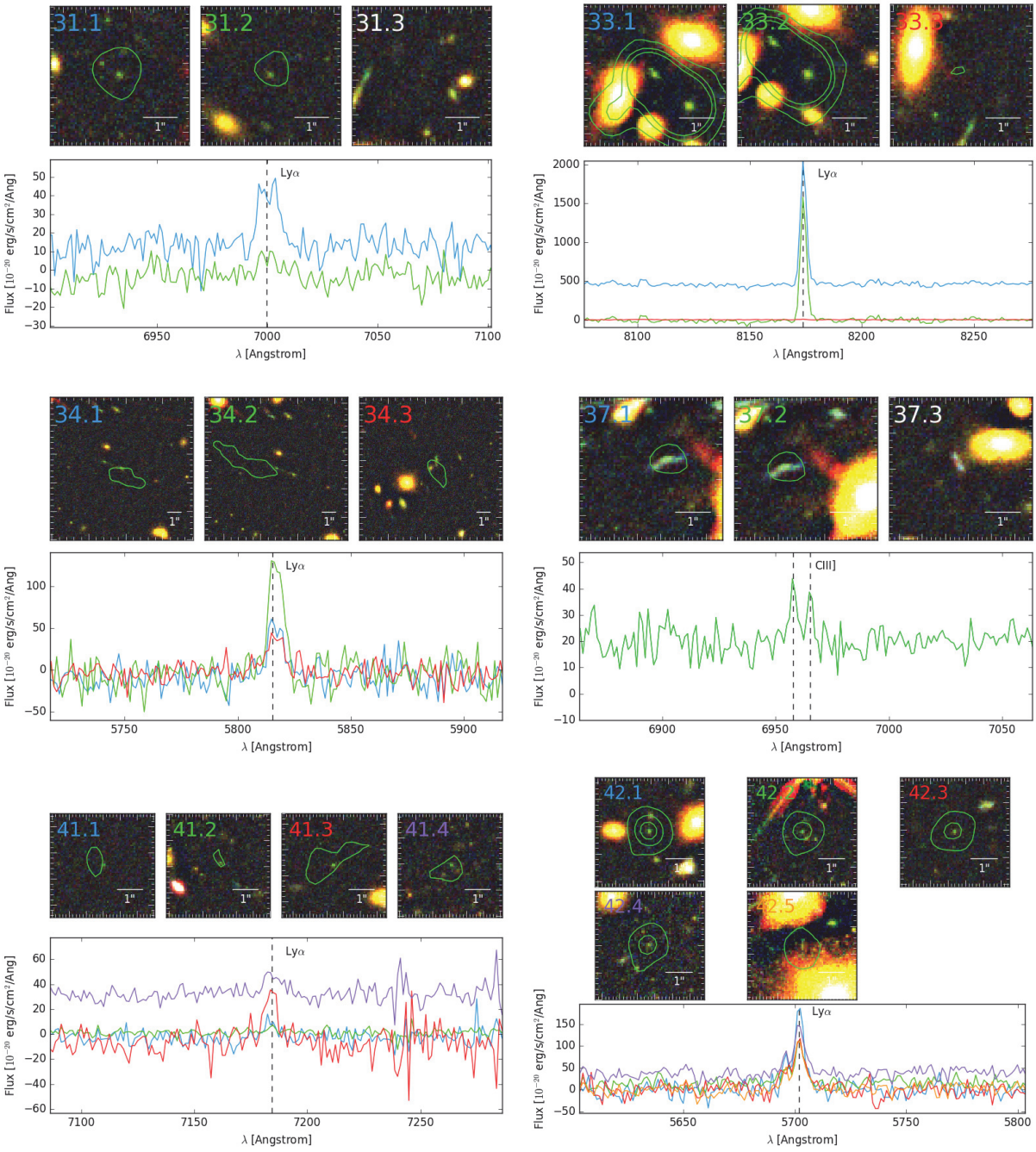

Figure 6.2 : Suite des systèmes multiples.

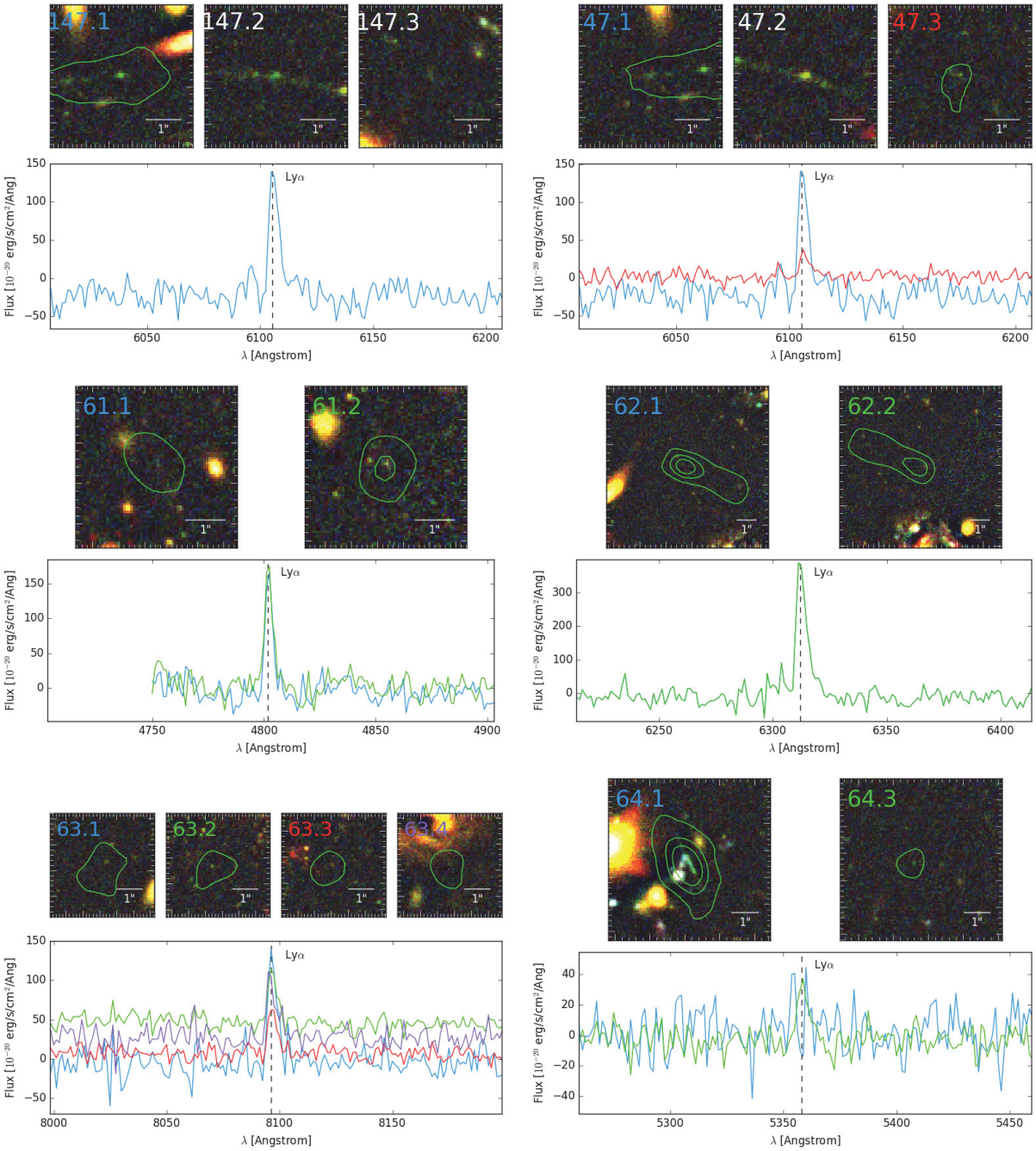

Figure 6.2 : Suite des systèmes multiples.

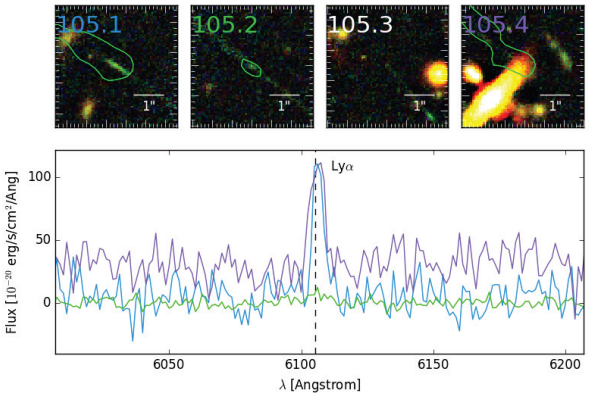

Figure 6.2 : Suite et fin des systèmes multiples.

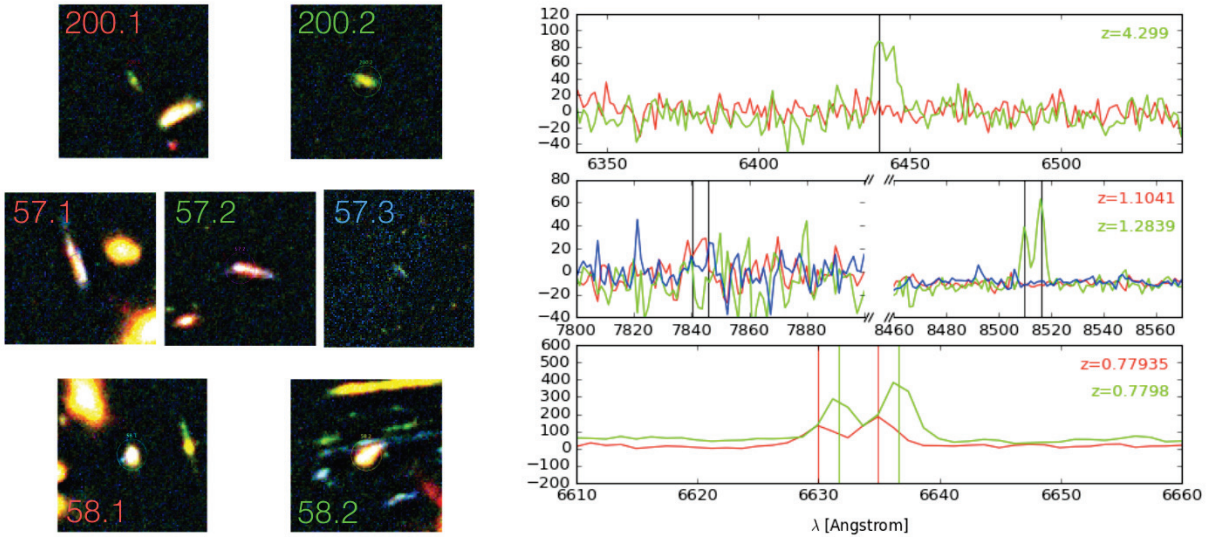

Figure 6.3 : Les trois systèmes candidats image multiple dégradés en image simple par l'étude des redshifts MUSE. La ligne du haut montre le système 200 où seule l'image 200.2 a pu être mesurée. À cette position et à ce redshifts 200.2 ne peut pas être multiple ce qui invalide tout le système (le système est une paire). La ligne du milieu montre le système 57 où les deux images qui le composent 57.1 et 57.2 ont un spectre qui les caractérise à des redshifts différents et donc invalident l'hypothèse de multiplicité. La dernière ligne montre le système 58 où les deux spectres des deux images 58.1 et 58.2 l'écart, bien que faible, est significatif pour affirmer qu'il ne provienne pas de la même source. Chaque image HST fait $\sim 5\,''$de coté.

ainsi le nombre de contraintes au fur et à mesure on rend possible la cartographie de la distribution de masse de l'amas. Afin de maximiser la couverture en masse on va vouloir avoir le plus de contraintes possible. On fait ici la distinction entre deux catégories qu'on qualifiera de contraintes forte et faibles.

Les contraintes fortes sont les contraintes où le redshifts est connu avec precision, souvent seule une mesure spectroscopique donnera une certitude suffisante pour utiliser le système comme une contrainte forte du modèle. Les contraintes fortes imposent au modèle de lentille de reproduire la position des images multiples pour la position et redshift exacte de la source. *A contrario*, les contraintes faibles possèdent seulement une position connue sur le ciel mais pas de redshift. Dans ce genre de configuration le modèle optimisera les paramètres des potentiels de masse en même temps que le redshift de la source. L'utilisation de contraintes faibles introduit une grande dégénérescence entre le redshift et la masse du déflecteur ; le seule moyen de la briser est d'introdure un grand nombre de contraintes faibles, voir Johnson and Sharon [2016].

J'ai divisé les images multiples de Abell 2744 en quatre catégories afin de construire plusieurs modèles incorporant des contraintes de moins en moins robustes. Une gradation non-officielle existe déjà parmi les gens impliqués dans le défi de modélisation *Hubble Frontier Fields* . Ils partagent ainsi des votes sur la qualité des systèmes et leur valeurs de redshifts afin d'harmoniser la modélisation pour pouvoir comparer plus facilement les modèles entre eux. Cette gradation nous a guidée dans les catégories choisies.

Pour tester la confiance accordée aux identifications d'images multiples j'ai aussi construit ce que j'ai appelé un SEDχ^2. Ce χ^2 de SED mesure la ressemblance entre les SED de deux galaxies. Il est attendu que deux images de la même galaxie montre la même SED à un coefficient multiplicateur près correspondant au ratio de l'amplification des deux images. Cette technique est l'objet du chapitre 4 de cette thèse alors je résumerai simplement ici les résultat aux regards des systèmes concernés dans notre modèle d'Abell 2744.

En utilisant tous les filtres on estime un bon chi2 d'image multiple entre 0 et 3. La bonne valeur du système 7 (χ^2 ~1.2) a promu ce système vers les systèmes photométriques les plus robustes. Le test du χ^2 SED, a aussi permis de mettre en évidence la différence entre le rapport de flux entre les images 10.1 et 10.2 avec la contre-image 10.3 et la prédiction des modèles qui montre une différence de trois ordres de magnitude. L'image 10.3 a alors été recalée au rang des images multiples les moins robustes.

J'ai décidé de diviser les contraintes en 4 jeux distincts :

- Les contraintes les plus robustes, appelé *gold* sont des contraintes fortes (i.e. ayant un redshift spectroscopique). Les systèmes *gold* n'incluent pas de contre-images n'ayant pas de redshifts spectroscopique, exception faite du système 2 qui possède une morphologie les qualifiants indiscutablement d'images multiples. Le total d'images *gold* est de 83 pour 29 systèmes. Parmis les 29 systèmes ont comptera 11 systèmes constitués de paires, 13 de triplets, 3 de quadruplets et 2 de quintuplets.
- Le second jeu de contraintes, appelé *silver* regroupe, en plus des contraintes *gold*, les candidats images multiples les plus convaincants. Ce jeu de contraintes porte le nombre total

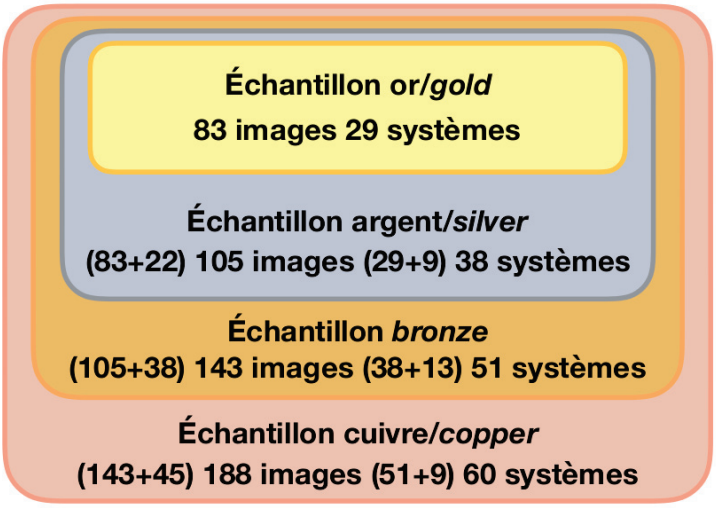

Figure 6.4 : Cette figure illustre l'inclusion successive des images multiples de moins en moins robustes lors de la modélisation.

d'images utilisées à 105 (83+22) pour 38 systèmes (29+9).

— Le troisième groupe de contraintes, appelé *bronze* inclut des contraintes moins robustes, portant le nombre d'images à 143 (105+38) et le nombre de systèmes à 51 (38+13).

— Le quatrième ensemble de contraintes, appelé *copper* inclut notamment les contre-images 3.3, 8.3, 14.3, 36.3, 37.3, 38.3 aux contraintes précédentes. Ces images représentent les candidats qui furent sources de désaccord aux travers d'études précédentes (voir Lam et al. 2014 et Jauzac et al. 2015 comme un exemple de désaccord). L'échantillon *copper* ajoute aussi toutes les contre-images des systèmes, de telle sorte que ce dernier jeu de contraintes inclut toutes les images candidates multiples connues. Le total des images est porté à 188 images pour 60 systèmes.

La figure 6.4 résume les catégories faites pour séparer les systèmes entre eux et la figure 6.5 montre ceux-ci dans le champ de vue d'Abell 2744. Tous les sytèmes multiples sont listés Table 6.2. L'identification spectrale de tous les systèmes *gold* est montrée figure 6.2.

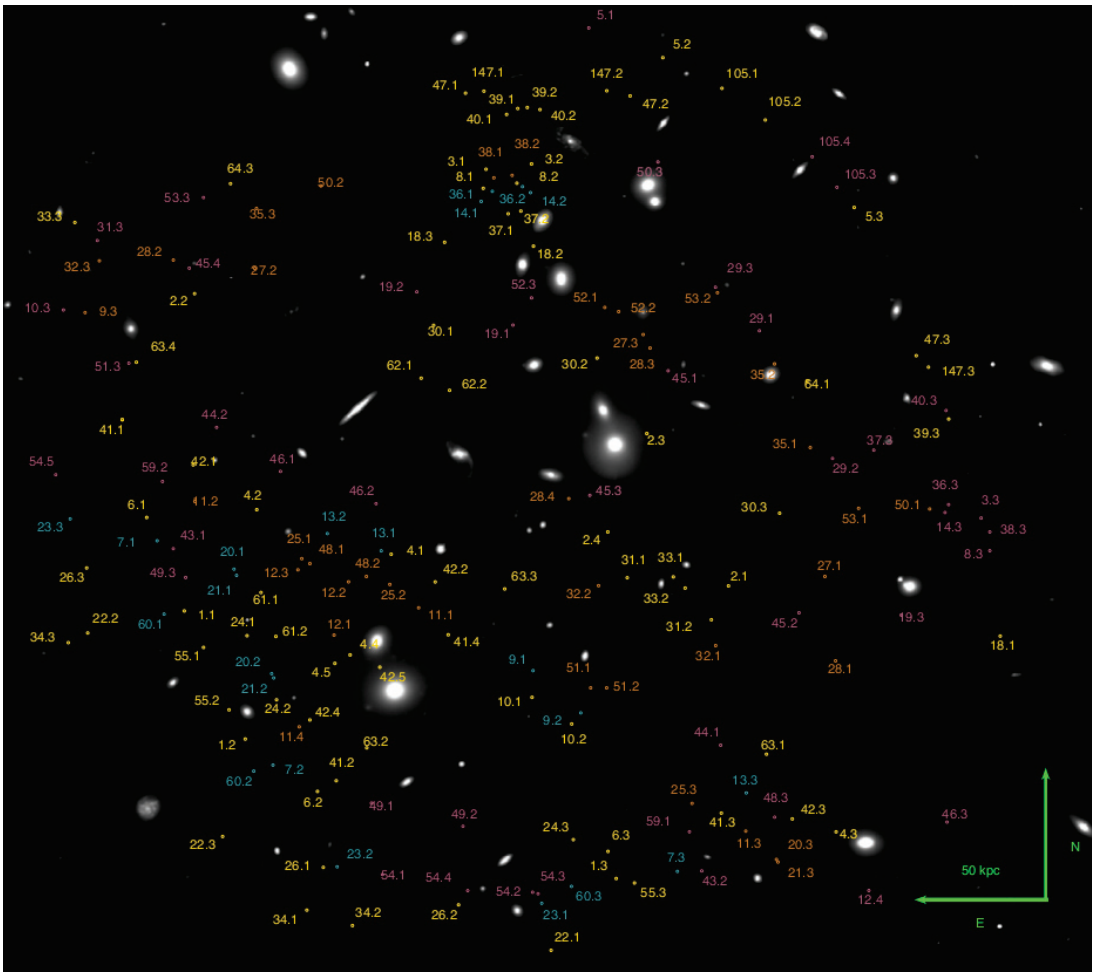

Figure 6.5 : Les cercles de couleurs or, argent, bronze et cuivre correspondent au jeu de contraintes appelés *gold*, *silver*, *bronze* et *copper* respectivement. Afin d'éviter toute confusion la couleur *silver* est un peu plus bleutée tout comme la couleur *copper* est un peu plus rosée. Le détails des images est disponible Table 6.2

Table 6.2 : Table des systèmes multiples utilisés dans mes modèles. La colonne$z_{\rm ref}$ indique pour chaque image si une étude précédente possédait déjà un redshift en accord avec celui que j'ai utilisé, chaque lettre se réfère à une publication : J pour [Johnson et al., 2014], R pour [Richard et al., 2014], et W pour [Wang et al., 2015], M renvoie à mon travail de thèse et à la publication Mahler et al. [2017]. La colonne $z_{\rm spec}$ indique la valeur du redshift spectroscopique utilisée dans le modèle. La colonne $confi$ rapporte l'indice de confiance attribué à la détection du redshift spectroscopique (voir section 5.6). La colonne $emline$ indique les raies en émission détectées dans le spectre de l'image et la colonne $absline$ indique les raies en absorption. La colonne rms$_x$ indique la rms pour chaque image (en arcsec) pour 4 modèles différents incorporant chacun un des quatre jeux de contraintes (g pour $gold$, s pour $silver$, b pour $bronze$ et c pour $copper$). La colonne $category$ renvoie aux catégories de confiance auxquelles chaque image appartient. Voir section 6.2.3 pour une description plus détaillée des jeux de contraintes.

ID	R.A.	Decl.	$z_{\rm ref}$	$z_{\rm spec}$	confi	$z_{\rm model}$	absline	emline	rms$_g$	rms$_s$	rms$_b$	rms$_c$	category
1.1	3.5975477	-30.403918	M	1.688	2		FeII	CIII],FeII	0.43	0.36	0.66	0.67	gsbc
1.2	3.5959510	-30.406813	M	1.688	2		–	CIII]	0.36	0.57	0.70	0.52	gsbc
1.3	3.5862330	-30.409989	M	1.688	2		–	CIII]	0.28	0.17	0.22	0.26	gsbc
2.1	3.5832588	-30.403351	M	1.8876	2		–	CIII]	0.95	1.10	1.02	0.90	gsbc
2.2	3.5972752	-30.396724	M	1.8876	1		–	CIII]	0.37	0.54	0.53	0.77	gsbc
2.3	3.5854036	-30.399898	M	1.8876	1		–	CIII]	1.59	1.36	1.74	2.37	gsbc
2.4	3.5864275	-30.402128	M	1.8876	1		–	CIII]	0.87	0.69	0.85	1.48	gsbc
3.1	3.5893714	-30.393864	MJ	3.9803	3		LyB,SiII,O	HeII,OIII]	0.38	0.47	0.66	0.53	gsbc
3.2	3.5887908	-30.393806	MJ	3.9803	3		LyB,SiII,O	HeII,OIII]	0.20	0.21	0.32	0.32	gsbc
3.3	3.5766250	-30.401813	–	–	–		–	–	–	–	–	0.69	c
4.1	3.5921145	-30.402634	M	3.5769	3		SiII	Ly-a	0.62	0.17	0.46	0.97	gsbc
4.2	3.5956434	-30.401623	M	3.5769	3		SiII	Ly-a	0.45	0.62	1.11	0.84	gsbc
4.3	3.5804331	-30.408926	MR	3.5769	3		SiII	Ly-a	0.62	0.55	1.29	1.16	gsbc
4.4	3.5931933	-30.404915	M	3.5769	3		SiII	Ly-a	0.54	0.97	1.45	0.51	gsbc
4.5	3.5935934	-30.405106	MJ	3.5769	3		SiII	Ly-a	0.04	0.04	0.26	0.57	gsbc
5.1	3.5869257	-30.390704	M	4.0225	3		–	Ly-a	–	–	–	0.54	c
5.2	3.5849816	-30.391374	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.10	0.76	0.43	0.70	gsbc
5.3	3.5799583	-30.394772	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.11	0.24	0.19	2.02	gsbc
105.1	3.5834304	-30.392070	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.26	0.11	0.55	1.56	gsbc
105.2	3.5822917	-30.392789	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.35	0.20	0.26	0.13	gsbc
105.3	3.5804118	-30.394316	M	4.0225	3		–	Ly-a	–	–	–	0.83	c
105.4	3.5810603	-30.393624	M	4.0225	3		–	Ly-a	–	–	–	0.27	c
6.1	3.5985340	-30.401800	MRW	2.016	3		MgII	CIII]	0.45	0.40	0.12	0.18	gsbc
6.2	3.5940518	-30.408011	MW	2.016	3		MgII	CIII]	0.21	0.38	0.39	0.75	gsbc
6.3	3.5864225	-30.409371	MW	2.016	3		MgII	CIII]	0.21	0.23	0.22	0.26	gsbc
7.1	3.5982604	-30.402326	–	–	–	$2.5791^{+0.1065}_{-0.1103}$	–	–	–	0.30	0.35	0.40	sbc
7.2	3.5952195	-30.407412	–	–	–		–	–	–	0.34	0.47	0.49	sbc
7.3	3.5845989	-30.409822	–	–	–		–	–	–	0.07	0.27	0.20	sbc
8.1	3.5897088	-30.394339	M	3.975	2		LyB,OI,CII	–	0.38	0.49	0.48	0.75	gsbc
8.2	3.5888225	-30.394210	M	3.975	2		LyB,OI,CII	–	0.29	0.37	0.40	0.13	gsbc
8.3	3.5763966	-30.402554	–	–	–		–	–	–	–	–	1.03	c
9.1	3.5883900	-30.405272	–	–	–	$2.3556^{+0.4538}_{-0.0603}$	–	–	–	0.48	0.70	0.96	sbc
9.2	3.5871362	-30.406229	–	–	–		–	–	–	0.36	1.00	0.89	sbc
9.3	3.6001511	-30.397153	–	–	–		–	–	–	–	1.47	1.95	bc
10.1	3.5884011	-30.405880	M	2.6565	3		–	CIII]	0.77	0.70	0.63	0.24	gsbc
10.2	3.5873776	-30.406485	M	2.6565	3		–	CIII]	1.27	1.89	2.27	3.42	gsbc
10.3	3.6007208	-30.397095	–	–	–		–	–	–	–	–	4.91	c
11.1	3.5913930	-30.403847	–	–	–	$2.4508^{+0.0942}_{-0.0488}$	–	–	–	–	0.19	0.35	bc
11.2	3.5972708	-30.401435	–	–	–		–	–	–	–	0.16	0.49	bc
11.3	3.5828051	-30.408910	–	–	–		–	–	–	–	0.16	0.33	bc
11.4	3.5945298	-30.406546	–	–	–		–	–	–	–	0.14	0.25	bc
12.1	3.5936156	-30.404464	–	–	–	$3.6388^{+0.6205}_{-0.2953}$	–	–	–	–	0.82	0.28	bc
12.2	3.5932349	-30.403259	–	–	–		–	–	–	–	0.21	0.41	bc
12.3	3.5945646	-30.402986	–	–	–		–	–	–	–	0.76	0.32	bc
12.4	3.5795731	-30.410258	–	–	–		–	–	–	–	–	0.98	c
13.1	3.5923985	-30.402536	–	–	–	$1.3905^{+0.0385}_{-0.0378}$	–	–	–	0.24	0.28	0.31	sbc
13.2	3.5937700	-30.402170	–	–	–		–	–	–	0.20	0.14	0.19	sbc
13.3	3.5827578	-30.408035	–	–	–		–	–	–	0.56	0.29	0.55	sbc
14.1	3.5897344	-30.394638	–	–	–	$2.571^{+0.0348}_{-0.5613}$	–	–	–	0.22	0.19	0.22	sbc
14.2	3.5884245	-30.394434	–	–	–		–	–	–	0.22	0.23	0.20	sbc
14.3	3.5775729	-30.401688	–	–	–		–	–	–	–	–	0.08	c
18.1	3.5761227	-30.404485	M	5.6625	3		–	Ly-a	0.84	0.93	1.00	1.00	gsbc
18.2	3.5883786	-30.395646	M	5.6625	3		–	Ly-a	0.66	0.53	0.34	0.65	gsbc
18.3	3.5907250	-30.395557	M	5.6625	3		–	Ly-a	0.50	0.63	0.95	0.18	gsbc
19.1	3.5889167	-30.397439	–	–	–	$1.9902^{+0.0966}_{-0.0791}$	–	–	–	–	–	1.29	c
19.2	3.5914427	-30.396684	–	–	–		–	–	–	–	–	1.44	c
19.3	3.5787177	-30.404017	–	–	–		–	–	–	–	–	0.35	c
20.1	3.5962413	-30.402970	–	–	–	$2.5127^{+0.4213}_{-0.1922}$	–	–	–	0.25	0.05	0.38	sbc
20.2	3.5951992	-30.405437	–	–	–		–	–	–	0.35	0.27	0.30	sbc

continued on next page

continued from previous page

ID	R.A.	Decl.	$z_{\rm ref}$	$z_{\rm spec}$	confi	$z_{\rm model}$	absline	emline	$\rm rms_g$	$\rm rms_s$	$\rm rms_b$	$\rm rms_c$	category
20.3	3.5820007	-30.409552	–	–	–		–	–	–	–	0.41	0.76	bc
21.1	3.5961754	-30.403112	–	–	–	$2.564^{+0.2476}_{-0.3263}$	–	–	–	0.29	0.16	0.62	sbc
21.2	3.5952536	-30.405340	–	–	–		–	–	–	0.28	0.24	0.32	sbc
21.3	3.5819601	-30.409610	–	–	–		–	–	–	–	0.44	1.14	bc
22.1	3.5879067	-30.411612	M	5.2845	3		–	Ly-a	1.37	1.18	0.94	0.43	gsbc
22.2	3.6000458	-30.404417	M	5.2845	3		–	Ly-a	1.64	1.53	1.96	1.72	gsbc
22.3	3.5965885	-30.408983	M	5.2845	3		–	Ly-a	1.27	1.01	0.88	0.15	gsbc
23.1	3.5881623	-30.410545	–	–	–	$4.4156^{+0.3567}_{-0.1839}$	–	–	–	0.29	0.18	0.66	sbc
23.2	3.5935338	-30.409717	–	–	–		–	–	–	0.42	0.38	0.64	sbc
23.3	3.6005416	-30.401831	–	–	–		–	–	–	0.36	0.05	0.07	sbc
24.1	3.5959003	-30.404480	M	1.043	3		–	[OII]	0.58	0.69	0.46	0.08	gsbc
24.2	3.5951250	-30.405933	M	1.043	3		–	[OII]	0.73	0.82	0.72	0.58	gsbc
24.3	3.5873333	-30.409102	M	1.043	1		–	[OII]	0.75	1.04	0.81	0.25	gsbc
25.1	3.5944626	-30.402732	–	–	–	$1.2168^{+0.0316}_{-0.0317}$	–	–	–	–	0.32	0.30	bc
25.2	3.592150	-30.403318	–	–	–		–	–	–	–	0.14	0.46	bc
25.3	3.5842145	-30.408281	–	–	–		–	–	–	–	0.42	0.71	bc
26.1	3.5938976	-30.409731	M	3.0537	1		–	Ly-a	0.48	0.54	0.66	1.52	gsbc
26.2	3.5903464	-30.410581	M	3.0537	2		–	Ly-a	0.61	0.49	0.64	1.68	gsbc
26.3	3.6001103	-30.402942	M	3.0537	2		–	Ly-a	0.35	0.40	0.97	0.76	gsbc
27.1	3.5807266	-30.403137	–	–	–	$2.485^{+0.1006}_{-0.086}$	–	–	–	–	0.50	0.96	bc
27.2	3.5956979	-30.396153	–	–	–		–	–	–	–	0.24	1.20	bc
27.3	3.5854978	-30.397653	–	–	–		–	–	–	–	0.64	0.55	bc
28.1	3.5804479	-30.405051	–	–	–	$6.5166^{+0.0332}_{-0.6791}$	–	–	–	–	1.19	1.75	bc
28.2	3.5978333	-30.395964	–	–	–		–	–	–	–	0.20	0.99	bc
28.3	3.5853176	-30.397958	–	–	–		–	–	–	–	0.60	0.63	bc
28.4	3.5874511	-30.401372	–	–	–		–	–	–	–	1.03	1.76	bc
29.1	3.5824475	-30.397567	–	–	–	$1.9859^{+0.0557}_{-0.0424}$	–	–	–	–	–	1.42	c
29.2	3.5805261	-30.400464	–	–	–		–	–	–	–	–	5.01	c
29.3	3.5836000	-30.396581	–	–	–		–	–	–	–	–	2.67	c
30.1	3.5910104	-30.397440	M	1.0252	3		–	[OII]	1.08	0.75	0.91	1.72	gsbc
30.2	3.5866771	-30.398188	M	1.0252	3		–	[OII]	1.30	1.31	1.53	1.35	gsbc
30.3	3.5819245	-30.401700	M	1.0252	3		–	[OII]	0.51	0.18	0.37	1.53	gsbc
31.1	3.5859340	-30.403159	M	4.7594	3		–	Ly-a	0.45	0.32	0.32	0.60	gsbc
31.2	3.5837083	-30.404105	M	4.7594	3		–	Ly-a	0.59	0.44	0.49	1.18	gsbc
31.3	3.5998296	-30.395522	–	–	3		–	–	–	–	–	0.78	c
32.1	3.5835963	-30.404705	–	–	–	$5.6678^{+0.4284}_{-0.4721}$	–	–	–	–	0.56	0.79	bc
32.2	3.5866709	-30.403345	–	–	–		–	–	–	–	0.15	0.70	bc
32.3	3.5997765	-30.395981	–	–	–		–	–	–	–	0.98	0.56	bc
33.1	3.5847083	-30.403152	M	5.7255	3		–	Ly-a	0.53	0.48	0.65	0.24	gsbc
33.2	3.5843959	-30.403400	M	5.7255	3		–	Ly-a	0.46	0.30	0.35	0.70	gsbc
33.3	3.6004183	-30.395110	M	5.7255	3		–	Ly-a	1.39	1.34	1.30	1.21	gsbc
34.1	3.5934255	-30.410842	M	3.785	3		–	Ly-a	–	–	–	–	gsbc
34.2	3.5938141	-30.410718	M	3.785	3		–	Ly-a	–	–	–	–	gsbc
34.3	3.6007050	-30.404605	M	3.785	3		–	Ly-a	–	–	–	–	gsbc
35.1	3.58111058	-30.400215	M	2.656	3		–	0,Ly-a	–	–	0.23	0.43	bc
35.2	3.5815417	-30.399392	–	–	–		–	–	–	–	0.20	0.40	bc
35.3	3.5978333	-30.395542	–	–	–		–	–	–	–	0.13	0.73	bc
36.1	3.5894583	-30.394408	–	–	–	$3.9291^{+1.3075}_{-1.1899}$	–	–	–	0.06	0.12	0.19	sbc
36.2	3.5886666	-30.394300	–	–	–		–	–	–	0.06	0.17	0.17	sbc
36.3	3.5774792	-30.401508	–	–	–		–	–	–	–	–	0.20	c
37.1	3.5890417	-30.394913	M	2.6501	3		–	CIII],Ly-a	0.16	0.10	0.11	2.35	gsbc
37.2	3.5887083	-30.394852	M	2.6501	3		–	CIII],Ly-a	0.21	0.12	0.16	1.06	gsbc
37.3	3.5794427	-30.400275	–	–	–		–	–	–	–	–	9.62	c
38.1	3.5894166	-30.394100	–	–	–	$5.4665^{+1.2035}_{-0.8191}$	–	–	–	–	0.01	0.15	bc
38.2	3.5889396	-30.394044	–	–	–		–	–	–	–	0.01	0.17	bc
38.3	3.5763968	-30.402128	–	–	–		–	–	–	–	–	1.11	c
39.1	3.5887917	-30.392530	M	4.015	3		LyB	–	0.24	0.07	0.51	0.38	gsbc
39.2	3.5885417	-30.392508	M	4.015	3		LyB	–	0.38	0.45	0.53	0.34	gsbc
39.3	3.5774787	-30.399568	M	4.015	–		LyB	–	0.75	0.89	1.20	0.84	gsbc
40.1	3.5890859	-30.392668	M	4.0	3		LyB	–	0.23	0.12	0.09	0.49	gsbc
40.2	3.5881935	-30.392551	M	4.0	3		LyB	–	0.21	0.13	0.12	0.26	gsbc
40.3	3.5775443	-30.399376	–	–	–		–	–	–	–	–	1.83	c
41.1	3.5991758	-30.399582	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.36	0.38	0.27	0.26	gsbc
41.2	3.5935571	-30.407769	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.61	0.53	0.37	0.12	gsbc
41.3	3.5834467	-30.408500	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.51	0.23	0.20	0.40	gsbc
41.4	3.5906170	-30.404459	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.85	0.61	0.44	0.46	gsbc
42.1	3.5973056	-30.400612	M	3.6915	3		–	Ly-a	0.24	0.22	0.24	0.82	gsbc
42.2	3.5909609	-30.403255	M	3.6915	3		–	Ly-a	1.21	0.50	0.36	1.35	gsbc
42.3	3.5815842	-30.408635	M	3.6915	3		–	Ly-a	0.58	0.22	0.63	0.50	gsbc
42.4	3.5942281	-30.406390	M	3.6915	3		–	Ly-a	0.21	0.20	0.22	0.55	gsbc
42.5	3.5924125	-30.405194	M	3.6915	3		–	Ly-a	1.05	0.47	0.67	1.98	gsbc
43.1	3.5978359	-30.402507		–	–	$5.8998^{+0.2275}_{-0.139}$	–	–	–	–	–	3.69	c
43.2	3.5839609	-30.409811		–	–		–	–	–	–	–	3.75	c
44.1	3.5834655	-30.406964		–	–	$2.224^{+0.514}_{-0.1725}$	–	–	–	–	–	1.09	c
44.2	3.5966979	-30.399755		–	–		–	–	–	–	–	1.21	c
45.1	3.5848425	-30.398474		–	–	$5.9555^{+0.1575}_{-0.119}$	–	–	–	–	–	1.42	c

continued on next page

continued from previous page

ID	R.A.	Decl.	$z_{\rm ref}$	$z_{\rm spec}$	confi	$z_{\rm model}$	absline	emline	$\rm rms_g$	$\rm rms_s$	$\rm rms_b$	$\rm rms_c$	category
45.2	3.5814059	-30.403962		–	–		–	–	–	–	–	1.03	c
45.3	3.5869000	-30.401299		–	–		–	–	–	–	–	2.84	c
45.4	3.5974146	-30.396146		–	–		–	–	–	–	–	2.17	c
46.1	3.5950222	-30.400755		–	–	$4.9368^{+0.2411}_{-0.1549}$	–	–	–	–	–	3.88	c
46.2	3.5925108	-30.401486		–	–		–	–	–	–	–	0.31	c
46.3	3.5775195	-30.408704		–	–		–	–	–	–	–	2.82	c
47.1	3.5901625	-30.392181	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.35	0.20	0.20	0.98	gsbc
47.2	3.5858417	-30.392244	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.49	0.35	1.32	0.59	gsbc
47.3	3.5783292	-30.398133	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.53	0.49	0.90	0.57	gsbc
147.1	3.5896792	-30.392136	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.22	0.22	0.48	1.05	gsbc
147.2	3.5864542	-30.392128	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.27	0.37	0.57	1.17	gsbc
147.3	3.5780083	-30.398392	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.29	0.18	0.19	0.10	gsbc
48.1	3.5942500	-30.402845		–	–	$1.7775^{+0.305}_{-0.2038}$	–	–	–	–	0.02	0.87	bc
48.2	3.5927667	-30.403138		–	–		–	–	–	–	0.03	0.15	bc
48.3	3.5820469	-30.408594		–	–		–	–	–	–	–	1.46	c
49.1	3.5926320	-30.408274		–	–	$1.1172^{+0.0269}_{-0.0331}$	–	–	–	–	–	2.11	c
49.2	3.5902300	-30.408802		–	–		–	–	–	–	–	1.22	c
49.3	3.5975108	-30.403160		–	–		–	–	–	–	–	0.74	c
50.1	3.5779770	-30.401607		–	–	$4.9179^{+0.3544}_{-0.1974}$	–	–	–	–	0.22	0.18	bc
50.2	3.5939583	-30.394281		–	–		–	–	–	–	0.19	0.71	bc
50.3	3.5851100	-30.393739		–	–		–	–	–	–	–	1.26	c
51.1	3.5868774	-30.405662		–	–	$4.7621^{+0.361}_{-0.317}$	–	–	–	–	0.26	0.53	bc
51.2	3.5864583	-30.405662		–	–		–	–	–	–	0.59	0.65	bc
51.3	3.5990000	-30.398303		–	–		–	–	–	–	–	4.42	c
52.1	3.5865069	-30.397039		–	–	$1.0097^{+0.0135}_{-0.0014}$	–	–	–	–	0.07	2.05	bc
52.2	3.5861430	-30.397133		–	–		–	–	–	–	0.08	3.22	bc
52.3	3.5884301	-30.396822		–	–		–	–	–	–	–	3.97	c
53.1	3.5798420	-30.401592		–	–	$6.8098^{+0.0234}_{-0.2741}$	–	–	–	–	1.44	0.95	bc
53.2	3.5835495	-30.396703		–	–		–	–	–	–	1.30	1.81	bc
53.3	3.5970416	-30.394547		–	–		–	–	–	–	–	1.52	c
54.1	3.592345	-30.409895		–	–	$5.4223^{+0.3005}_{-0.1579}$	–	–	–	–	–	1.35	c
54.2	3.5882578	-30.410328	–	–	–		–	–	–	–	–	0.98	c
54.3	3.5884037	-30.410295	–	–	–		–	–	–	–	–	0.52	c
54.4	3.5901058	-30.410259	–	–	–		–	–	–	–	–	2.01	c
54.5	3.60092196	-30.400831	–	–	–		–	–	–	–	–	1.78	c
59.1	3.5842840	-30.408924	–	–	–	$4.0575^{+0.646}_{-0.1358}$	–	–	–	–	–	2.34	c
59.2	3.5981200	-30.400983	–	–	–		–	–	–	–	–	2.28	c
60.1	3.5980780	-30.403990	–	–	–	$1.6981^{+0.0564}_{-0.046}$	–	–	–	0.17	0.70	0.85	sbc
60.2	3.5957235	-30.407549	–	–	–		–	–	–	0.54	0.56	0.71	sbc
60.3	3.5873816	-30.410162	–	–	–		–	–	–	0.21	0.14	0.27	sbc
61.1	3.5955330	-30.403499	M	2.951	3		–	Ly-a	0.16	0.13	0.19	0.40	gsbc
61.2	3.5951427	-30.404495	M	2.951	3		–	Ly-a	0.14	0.12	0.18	0.34	gsbc
62.1	3.5913260	-30.398643	M	4.1935	3		–	Ly-a	0.30	0.50	0.65	0.73	gsbc
62.2	3.5905821	-30.398918	M	4.1935	3		–	Ly-a	0.24	0.34	0.41	0.43	gsbc
63.1	3.5822614	-30.407166	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.59	0.38	0.58	0.80	gsbc
63.2	3.5927578	-30.407022	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.57	0.56	0.20	0.25	gsbc
63.3	3.5891334	-30.403419	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.85	0.47	0.33	1.00	gsbc
63.4	3.5988055	-30.398279	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.40	0.53	0.47	0.31	gsbc
64.1	3.5811967	-30.398708	M	3.4087	3		–	Ly-a	0.49	0.41	0.13	0.73	gsbc
64.3	3.5963329	-30.394232	M	3.4087	3		–	Ly-a	1.81	1.75	1.04	1.99	gsbc

6.3 Construction des modèles de lentille

6.3.1 RMS et BIC

Cette sous-section s'attachera à décrire les étapes dans la modélisation du cœur de Abell 2744. Dans la recherche de l'amélioration des modèles j'ai testé plusieurs hypothèses et ainsi créé plusieurs modèles de lentille. J'ai tenté de comparer quantitativement la qualité des modèles en utilisant deux critères. Le premier critère est la déviation standard ou RMS (*Root Mean Square*), qui est la différence moyenne entre les positions des contraintes et les positions des prédictions du barycentre des images des systèmes dans le plan source. On cherche alors la RMS la plus basse possible. La RMS est une valeur plutôt universelle et peut être comparée entre différentes équipes et différents amas. Une certaine réserve est de rigueur quand certains modèles se targuent d'avoir une RMS très faible [Grillo et al., 2015], le nombre de systèmes en jeu influence grandement la RMS et on cherchera à jeter un regard critique quant à la balance entre le nombre de contraintes disponibles et celles utilisées dans le modèle. Afin de tenir davantage compte de ce caractère, le critère d'information bayesien, BIC (*Bayesian Information Criterion*) est utilisé pour comparer les performance des modèles entre eux. Le BIC est une mesure statistique de la qualité du modèle basée sur la vraisemblance $\mathcal{L}$ (*Likelihood* en anglais) et pénalisée par le nombre de paramètres libres k et le nombre de contraintes n selon l'équation suivante :

$$\mathrm{BIC} = -2 \times \log(\mathcal{L}) + k \times \log(n), \tag{6.1}$$

Rarement utilisé dans les études sur les modèles de lentille, le BIC offre un moyen de quantifier la balance entre l'amélioration de la vraisemblance et l'ajout de paramètres libre et de contraintes. La direction de l'amélioration du modèle cherche donc à garder un BIC le plus bas possible. Cependant il faut garder en mémoire que le BIC n'est pertinent que pour comparer les modèles d'une même étude, et on ne cherchera pas à comparer les valeurs du BIC d'amas différents ou de modèle ayant un trop grand nombre de contraintes différentes.

6.3.2 Nouvelles configurations de systèmes d'images multiples et nouveau potentiel de masse à grande échelle

Notre modèle initial démarre d'une paramétrisation similaire à celle de Jauzac et al. [2015], à savoir 2 potentiels de matière noire à l'échelle de l'amas, les deux galaxies en arrière plan Nord et Sud (leurs identifiants dans le catalogue sont MUSE_{9778} sont MUSE_{7257}) qui sont projetées à l'échelle de l'amas l'amas pour garder un unique plan lentile et les 246 galaxies membres modélisées à l'aide d'une loi d'échelle. On a aussi individuellement optimisé les BCGs comme commenté plus haut. Le modèle de Jauzac et al. [2015] est rapporté comme ayant une rms de $0.69''$, tandis que notre modèle, (utilisant les contraintes *gold*) obtient une rms de $1.87''$ et un BIC = 4893. Une rms plus importante est attendue si on augmente le nombre de contraintes

spectroscopiques car le modèle ne peut plus changer le redshift de la source afin de mieux ajuster le modèle. En regardant plus attentivement la contribution de chaque systèmes à la RMS moyenne, on se rend compte que les systèmes 5 et 47 sont les plus mal reproduits. En effet, les RMS individuelles sont : système 5 rms= 3.24″ et système 47 rms= 1.71″. On a commencé à ce moment à soupçonner que la configuration de ces systèmes pourrait être fausse. Comme ces deux systèmes sont proches et tout les deux aux Nord de l'amas on a voulu les enlever provisoirement pour faire d'autres tests. La bonne rms globale de Jauzac et al. [2015] (qui utilise Lenstool) peut aussi avoir été influencée par un bug dans le code de Lenstool récemment découvert. En effet, l'algorithme de localisation des images multiples pouvait associer deux contraintes (ou même davantage) à une seule prédiction de sources alors qu'une association un pour un est requise quand on veut prédire quelle image multiple observée se rapporte à quelle prédiction du modèle.

En même temps que la remise en cause des systèmes 5 et 47, j'ai testé si un troisième potentiel de matière noire à grande échelle pouvait améliorer le modèle. On a donc ajouté un potentiel libre de varier en position, en masse et dimension dans une certaine région à situé à ∼20″ au Nord de la BCG. On a choisi cette position parce qu'elle présente a une concentration significative de galaxies d'amas. J'ai donc réalisé deux modèles, un avec et un sans ce troisième potentiels (aucun des modèles n'inclut à ce moment le système 5 et 47 comme contraintes). Les deux modèles présentent exactement la même RMS, 0.77″. En revanche le BIC de l'hypothèse à deux potentiels est de BIC=332 alors que celui de l'hypothèse à 3 potentiels est de BIC=362. Notre préférence serait donc légèrement en faveur de l'hypothèse à deux potentiels mais comme le système 5 et 47 sont les contraintes principales de ce troisième potentiel de matière noire j'ai testé la nouvelle configuration de ces systèmes avec les deux modèles, 2 et 3 potentiels.

Les systèmes 5 et 47 sont chacun inclus dans un arc géant détecté par une émission étendue Lyman-α dans MUSE, on peut voir cette arc figure 6.6 La nouvelle configuration des systèmes 5 et 47 a été ajustée en fonction du centre de l'émission Lyman-α. J'ai aussi choisi d'ajouter les systèmes 105 et 147 chacun étant des sous-structures des arcs 5 et 47 respectivement. Une fois cette nouvelle configuration incorporée au modèle, la RMS moyenne résultante passe de 0.77″ à 0.86″ et le BIC de 332 à 419 pour l'hypothèse à deux potentiels. L'hypothèse à trois potentiels quant à elle fait progresser la RMS moyenne de 0.77″ à 0.96″ et le BIC de 362 à 511. L'amélioration des modèles, comparé au premier tests donne la faveur à la nouvelle configuration de systèmes, à savoir 5/105 et 47/147. Au regard de l'hypothèse à trois potentiels, on déduit rapidement en comparant les deux derniers modèles que le modèle à deux potentiels de matière noire est privilégié. Les différences entre les modèles sont montrées figure 6.6. Les hypothèses développées ici sont résumées figure 6.8.

6.3.3 Influence de l'environnement de l'amas

L'analyse en régime faible des lentilles gravitationnelles rapportée dans Jauzac et al. [2016a] identifie 6 sous-structures massives distinctes aux alentours du cœur de l'amas de galaxie d'Abell

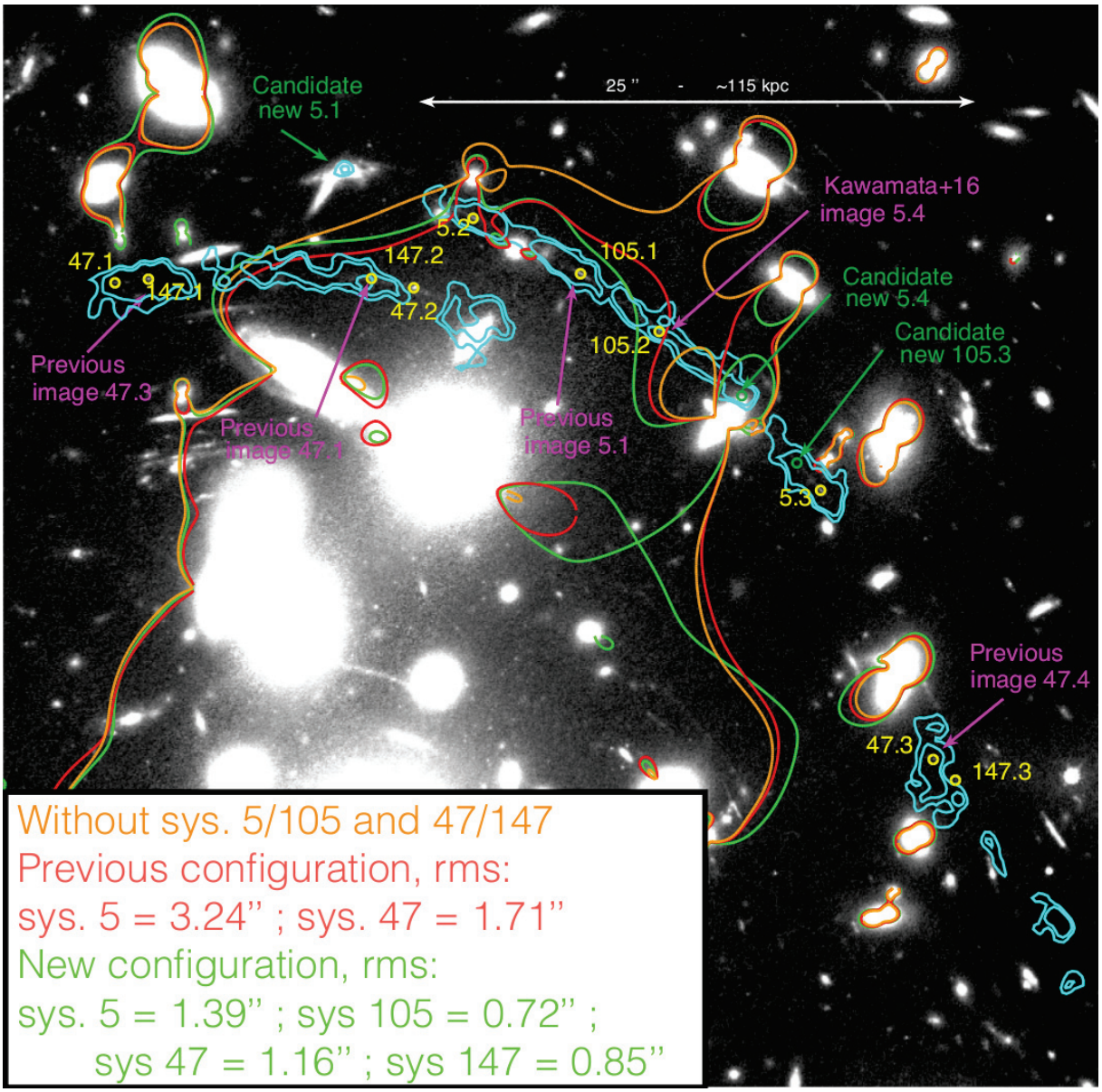

Figure 6.6 : La différence entre les modèles basés sur les hypothèses développées à la section 6.3. Les contours cyan montrent l'émission Lyman-α au redshift des systèmes 5,105,47 et 147 ($z = 4.0225$). Les lignes orange, rouge et verte montrent les lignes critiques tangentielles à ce même redshift pour les 3 différents modèles. Tous les modèles utilisent la même paramétrisation pour les composantes de masse mais chacun d'eux possèdent une hypothèse différente à propos des systèmes 5 et 47. Comme référence la ligne orange trace la ligne critique lorsque ni systèmes 5 ni 47 ne sont inclus comme contraintes dans le modèle. La ligne rouge montre la ligne critique pour le modèle avec l'ancienne configuration. Pour finir la ligne verte montre la ligne critique quand le modèle tient compte à la fois de la nouvelle configuration du système 5 et 47 ainsi que de leur sous-structure 105 et 147. On voit que cette configuration correspond mieux à l'émission Lyman-α étendue observée.

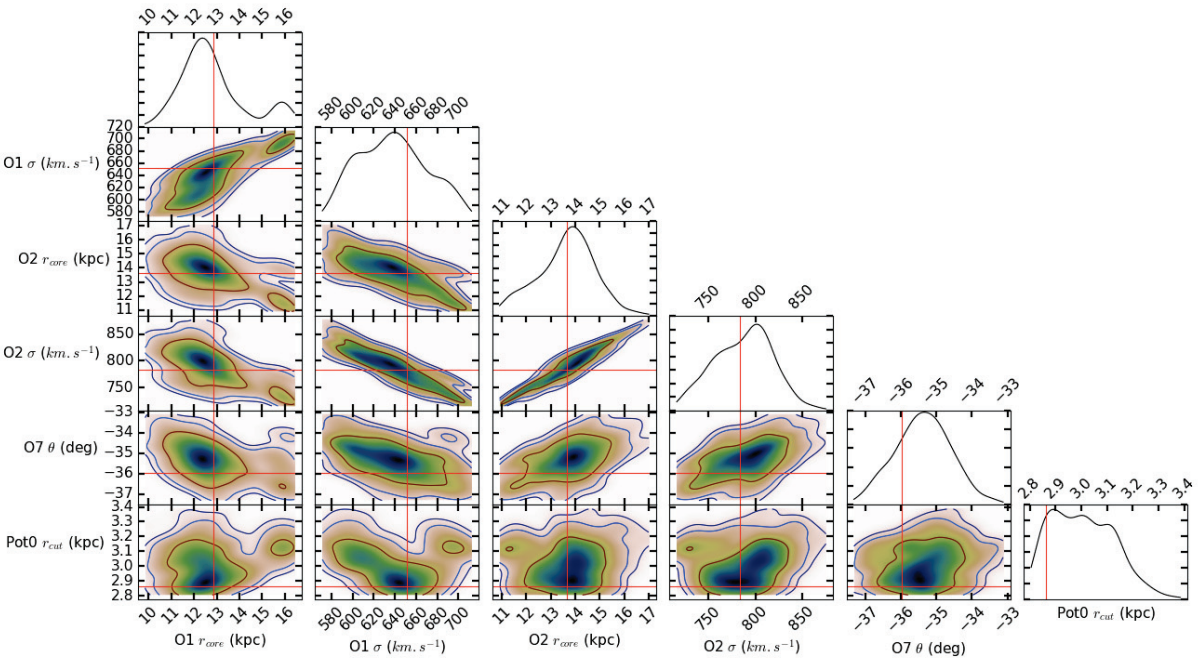

Figure 6.7 : On voit ici la distribution postérieur de probabilité de certains paramètres deux à deux et un de manière individuel avec l'histogramme. La croix rouge place les paramètres du meilleur modèle. Les contours délimitent la zone contenant 99% 95.4 % 68.3% des données. Le script BayesCorner développé durant ma thèse (Appendice B) à été utilisé pour produire cette figure.

2744 (à une distance de ∼700 kpc). Ces structures éloignées sont détectées à 5σ au dessus du bruit. On s'attend à ce que ces structures à grande échelle bien qu'éloignées, viennent perturber la position des images multiples dans le cœur de l'amas. Dans la sous-section qui suit, je développe l'approche que j'ai suivie pour en tenir compte.

6.3.4 Cisaillement externe

Au premier ordre, l'influence de ces sous-structures peut être approximé à un cisaillement (*shear*). Je modélise alors cette influence dans le modèle en optimisant un cisaillement externe constant à l'aide de deux paramètres, la force du cisaillement γ et son angle θ. Le paramètre de force été libre de varier uniformément dans l'intervalle $0 < \gamma < 0.2$ et l'angle était complètement libre. Le modèle résultant de cette optimisation a une RMS de $0.78''$ et un BIC=384 (à comparer à $0.86''$ and BIC=419 précédemment). Les paramètres de cisaillement résultants de cet ajustement sont $\theta = -36 \pm 1$ deg et $\gamma = 0.17 \pm 0.01$. Il est a noter que l'effet d'un tel cisaillement est global et ne cible aucun système en particulier. On a relevé cependant une légère corrélation dans le distribution de probabilité postérieure entre l'angle du cisaillement et deux autres paramètres (eux-meme dégénérés) du potentiel de matière noire à grande échelle sud : le rayon de cœur et la vitesse de dispersion. Une légère "anti-corrélation" est aussi repérée entre la force du cisaillement et les deux même paramètres. On peut apprécier cette corrélation sur la figure 6.7. Ces faibles

Table 6.3 : Comparaison des masses individuelles des potentiels de matière utilisés à la fois dans notre modèle et dans Jauzac et al. 2016a, la figure 7.1 montre la position des ces potentiels dans le champ de vue.

Potentiels	Mon analyse $M(10^{13})$ $M_\odot$	Jauzac et al. 2016a $M(10^{13})$ $M_\odot$
N	9.86	6.10±0.5
NW	13.22	7.90±0.60
S1	4.61	5.00±0.40
S2	5.00	5.40±0.50
S3	12.4	6.50±0.60
S4	5.68	5.50±1.20

corrélations n'affectent en rien les résultats de ce test.

6.3.5 Structures massives en périphérie

Bien que l'ajout d'un cisaillement externe améliore notre modèle de masse il ne représente pas une realité physique. C'est pourquoi on a construit un modèle alternatif qui inclut les sous-tructures détectées dans Jauzac et al. [2016a] comme des potentiels PIEMD. On a retiré la sous-structure coté ouest (nommée Wbis dans Jauzac et al. [2016a]) parce qu'elle est se situe derrière l'amas. Comme l'analyse en régime faible de lentille faite par Jauzac et al. [2016a] ne prend pas en compte des profils de masse analytique j'ai été obligé de placer des priors sur les profils PIEMD afin de mimer la masse tel qu'elle apparait dans Jauzac et al. [2016a]. On a choisi de chercher empiriquement quels paramètres de loi d'échelle reproduiraient la masse de ces sous-structures en suivant les critères suivants :

1. La masse totale à l'intérieur d'un rayon de 150 kpc autour du centre du potentiel.
2. La masse totale à l'intérieur d'un rayon de 250 kpc autour du centre du potentiel.
3. Aspect général des contours de masses tiré de l'étude de Jauzac et al. [2016a].

Pour chaque potentiel j'ai cherché une contrepartie lumineuse, manifistée essentiellement par les galaxies. Les 6 sous-structures se distinguent en deux groupes associés à une forte et une faible contrepartie lumineuse. Pour la modélisation on utilisera alors une relation d'échelle par groupe. Dans un souci de comparaison équitable entre le modèle avec cisaillement externe et celui-ci on a voulu garder le même nombre de paramètres, ainsi seul le paramètre $\sigma^\star$ des deux relations d'échelle est autorisé à varier. Les masses ajustées par le modèle et celles de Jauzac et al. [2016a] sont reportées dans la table 6.3 suivant la nomenclature de Jauzac et al. [2016a]. La RMS totale du modèle avec potentiels extérieurs ajustés est de $0.67''$ ce qui est comparable avec celle issue du modèle avec cisaillement externe ($0.78''$). On discutera davantage ces deux modèles dans la section 7.1.1.

6.3.6 Dépendance des contraintes

Jusqu'à maintenant on a testé plusieurs paramétrisations en se limitant aux contraintes *gold*. On va maintenant explorer l'influence du jeu de contraintes sur le modèle avec la dernière paramétrisation, à savoir celle utilisant les potentiels de matière noire en périphérie du cœur. On va alors optimiser ce modèle avec les trois autres jeux de contraintes *silver*, *bronze* et *copper*. (voir la section see 6.2.3 pour une description détaillée des différents jeux de contraintes).
Les résultats de l'optimisation des modèles sont reportés Table 6.4. Il s'agit là des paramètres du meilleur modèle pour chaque ajustement. On note une amélioration de la RMS pour le modèle utilisant le jeu de contraintes *silver* ($0.67'' \rightarrow 0.59''$). En revanche le BIC de 400 contre 332 dans le modèle avec le jeu de contraintes *gold* suggère que la pénalité infligée par l'ajout de nouvelles contraintes outrepasse l'amélioration de l'ajustement global du modèle, en dépit de la réduction de la rms. En d'autres mots, le BIC indique que les contraintes (photométriques) supplémentaires présentes dans le jeu *silver* n'apporte pas d'information supplémentaire aux modèles qui ne serait pas déjà présente dans le jeu de contraintes *gold*.
Si on s'intéresse au modèle optimisé avec les contraintes *bronze*, comparé au modèle avec les contraintes *silver* la RMS est remontée et est semblable à celle de modèle avec les contraintes *gold*. Par contre le BIC lui a fortement augmenté et est bien plus important que les deux précédents. Le modèle ne réussit pas à ajuster toute les contraintes du jeu *bronze* et ainsi sa vraisemblance augmente beaucoup.
La considérable augmentation de la rms pour le modèle contraint avec le jeu *copper* est majoritairement due à des erreurs systématiques comme l'association d'une mauvaise contre-image. Cela pourrait être le cas des images 37.3 ou bien 10.3 qui portent les plus large rms du modèle. ($\mathrm{rms}_{37.3} = 9.62''$; $\mathrm{rms}_{10.3} = 4.91''$). La rms de tous les systèmes est aussi présente dans les colonnes dédiées, visibles Table 6.2.

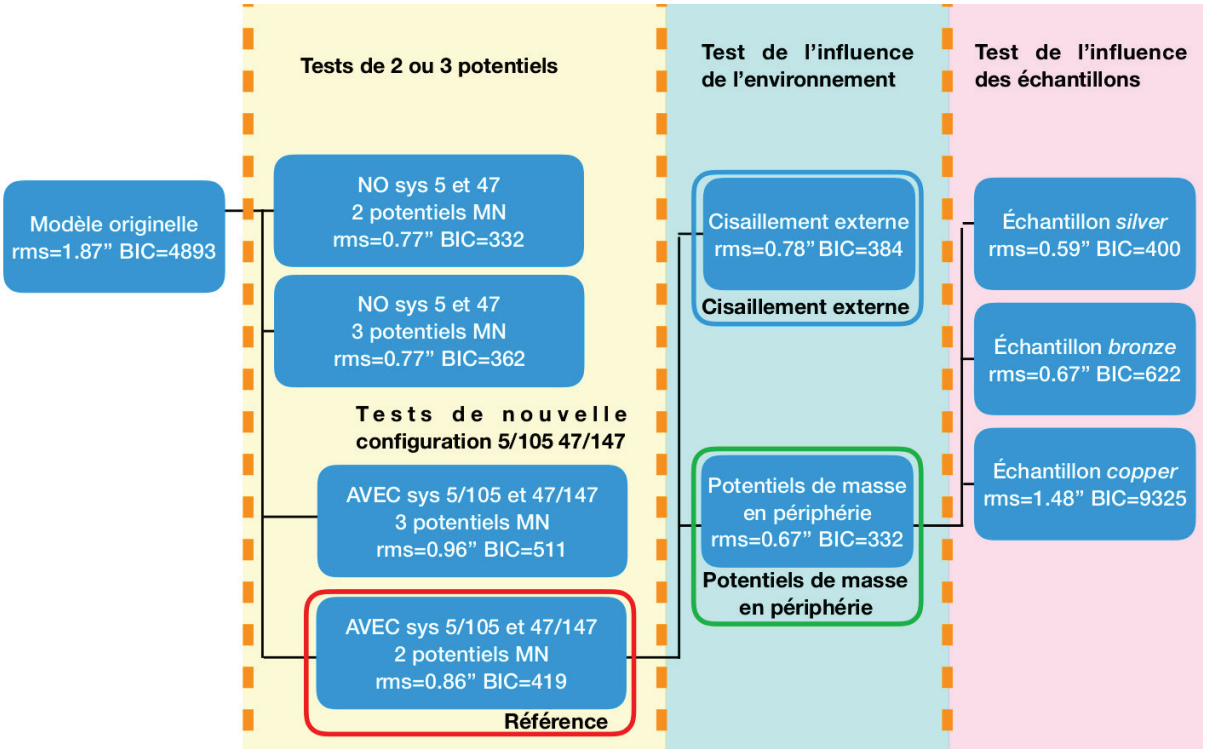

Figure 6.8 : Schéma résument les tests et différents modèles ajustés

Table 6.4 : Les paramètres des meilleurs ajustements pour chaque potentiel PIEMD. De gauche à droite : les coordonnées centrales (mesurées en relatif par rapport à une position de référence ($\alpha = 00^{\rm h}14^{\rm m}20.7022^{\rm s}$, $\delta = -30^{\rm o}24'00.6264''$), l'ellipticité (définie comme $(a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$), a et b sont les demi-grand axes et demi-petit axes de l'ellipse, l'angle de l'ellipse, la vitesse de dispersion centrale, le rayon de coupure et le rayon de cœur. Les valeurs entre crochets sont les paramètres fixes du modèle. DM1 et DM2 sont les potentiels de matière noire à grande échelle, BCG1 et BCG2 renvoient aux deux plus brillantes galaxies de l'amas. NorthGal et SouthGal renvoient aux deux galaxies en arrière plan projetées au redshift de l'amas. J16 clumps A et J16 clumps B renvoient aux deux lois d'échelle ayant servis à modéliser les deux groupes de sous-structures en périphérie du cœur de l'amas. clumps A contient N, NW et S3 (définis dans citeJauzac2016b), ayant une forte contre-partie lumineuse et clumps B contient S1, S2 et S4 ayant une faible contre-partie lumineuse.

Nom du modèle	Composante	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	ε	θ	σ_0	$r_{\rm cut}$	$r_{\rm core}$
(Ajustement statistique)	–	($''$)	($''$)		(deg)	(km s^{-1})	(kpc)	(kpc)
Contraintes *gold*	DM1	$-2.1^{+0.3}_{-0.3}$	$1.4^{+0.0}_{-0.4}$	$0.83^{+0.01}_{-0.02}$	$90.5^{+1.0}_{-1.1}$	$607.1^{+7.6}_{-0.2}$	[1000.0]	$18.8^{+1.2}_{-1.0}$
rms = 0.67$''$	DM2	$-17.7^{+0.2}_{-0.3}$	$-15.7^{+0.4}_{-0.3}$	$0.51^{+0.02}_{-0.02}$	$45.2^{+1.3}_{-0.8}$	$742.8^{+20.1}_{-14.2}$	[1000.0]	$10.7^{+1.1}_{-0.5}$
$\chi^2/\nu = 1.7$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[-76.0]	$355.2^{+11.3}_{-10.2}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L})$ = -113	BCG2	[-17.9]	[-20.0]	[0.38]	[14.8]	$321.7^{+15.3}_{-7.3}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 332	NorthGal	[-3.6]	[24.7]	[0.72]	[-33.0]	$175.6^{+8.7}_{-13.8}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[-12.7]	[-0.8]	[0.3]	[-46.6]	$10.6^{+43.2}_{-3.6}$	$1.5^{+20.6}_{-0.7}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$155.5^{+4.2}_{-5.9}$	$13.7^{+1.0}_{-0.6}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$209.6^{+5.8}_{-6.1}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$82.7^{+8.6}_{-9.3}$	[600.0]	[0.0]
Contraintes *silver*	DM1	$-1.4^{+0.3}_{-0.4}$	$3.9^{+0.0}_{-0.4}$	$0.83^{+0.01}_{-0.01}$	$92.1^{+1.0}_{-1.0}$	$553.6^{+17.1}_{-13.4}$	[1000.0]	$16.5^{+1.9}_{-1.4}$
rms = 0.59$''$	DM2	$-17.4^{+0.3}_{-0.3}$	$-16.0^{+0.3}_{-0.4}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	$44.2^{+1.1}_{-1.1}$	$732.2^{+15.3}_{-16.6}$	[1000.0]	$9.9^{+0.7}_{-0.5}$
$\chi^2/\nu = 1.4$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[-76.0]	$335.8^{+11.1}_{-10.1}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L})$ = -120	BCG2	[-17.9]	[-20.0]	[0.38]	[14.8]	$305.3^{+9.3}_{-8.9}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 400	NorthGal	[-3.6]	[24.7]	[0.72]	[-33.0]	$180.8^{+9.3}_{-14.0}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[-12.7]	[-0.8]	[0.3]	[-46.6]	$81.9^{+52.7}_{-7.8}$	$1.4^{+20.7}_{-0.7}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$163.5^{+4.9}_{-4.8}$	$13.3^{+0.8}_{-0.5}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$218.7^{+4.4}_{-6.4}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$105.7^{+7.3}_{-9.9}$	[600.0]	[0.0]
Contraintes *bronze*	DM1	$-1.1^{+0.2}_{-0.3}$	$3.8^{+0.0}_{-0.5}$	$0.87^{+0.01}_{-0.02}$	$94.8^{+0.9}_{-0.7}$	$591.5^{+17.4}_{-15.7}$	[1000.0]	$26.4^{+1.6}_{-1.5}$
rms = 0.67$''$	DM2	$-16.5^{+0.2}_{-0.1}$	$-15.4^{+0.2}_{-0.2}$	$0.49^{+0.01}_{-0.02}$	$43.6^{+0.7}_{-0.7}$	$765.8^{+9.5}_{-7.2}$	[1000.0]	$11.0^{+0.5}_{-0.2}$
$\chi^2/\nu = 1.8$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[-76.0]	$353.7^{+6.9}_{-9.5}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L})$ = -192	BCG2	[-17.9]	[-20.0]	[0.38]	[14.8]	$328.1^{+5.5}_{-5.9}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 622	NorthGal	[-3.6]	[24.7]	[0.72]	[-33.0]	$203.2^{+6.0}_{-9.1}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[-12.7]	[-0.8]	[0.3]	[-46.6]	$83.2^{+16.0}_{-50.3}$	$4.2^{+8.6}_{-9.9}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$181.9^{+0.8}_{-0.9}$	$12.8^{+0.3}_{-0.3}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$211.5^{+3.0}_{-3.3}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$95.3^{+6.1}_{-7.5}$	–	[0.0]
Contraintes *copper*	DM1	$-2.2^{+0.1}_{-0.1}$	$1.1^{+0.3}_{-0.4}$	$0.9^{+0.01}_{-0.0}$	$91.5^{+0.5}_{-0.4}$	$607.1^{+4.5}_{-4.0}$	[1000.0]	$21.2^{+0.4}_{-0.5}$
rms = 1.48$''$	DM2	$-17.3^{+0.0}_{-0.0}$	$-14.8^{+0.1}_{-0.1}$	$0.6^{+0.01}_{-0.01}$	$46.4^{+0.5}_{-0.4}$	$785.0^{+4.4}_{-5.1}$	[1000.0]	$12.2^{+0.2}_{-0.2}$
$\chi^2/\nu = 43.2$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[-76.0]	$390.5^{+6.3}_{-7.8}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L})$ = -4511	BCG2	[-17.9]	[-20.0]	[0.38]	[14.8]	$387.3^{+4.4}_{-4.7}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 9325	NorthGal	[-3.6]	[24.7]	[0.72]	[-33.0]	$192.8^{+4.3}_{-8.3}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[-12.7]	[-0.8]	[0.3]	[-46.6]	$186.6^{+7.6}_{-8.5}$	$0.4^{+0.9}_{-0.8}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$166.0^{+1.0}_{-2.4}$	$12.8^{+0.2}_{-0.2}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$196.3^{+1.8}_{-1.7}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$75.5^{+9.8}_{-5.1}$	–	[0.0]

7

Comparaison des modèles de masse d'Abell 2744 et analyse des systématiques

7.1 Discussion des modèles de lentilles

7.1.1 Utilité et influence du cisaillement externe

Ici on va discuter de la pertinence de l'ajout d'un cisaillement externe dans le modèle. Afin de mesurer l'effet de ce cisaillement, on peut comparer trois modèles. Un modèle dit de "référence" qui est le modèle de la section 6.3 possédant la nouvelle configuration du système 5/105 et 47/147, 2 potentiels de matière noire à grande échelle (ainsi que les autres galaxies comme vu précédemment), le tout contraint par l'échantillon *gold*. On rappelle ici que ce modèle possède une RMS de 0.86″. Un autre modèle désigné comme "cisaillement externe" ajoute cette fois-ci à l'ajustement du modèle de référence un cisaillement externe constant. La RMS de ce modèle est de 0.78″. Le dernier modèle, appelé "potentiels de masses périphériques" ajoute au modèle de référence les sous-structures en périphérie du cœur comme mentionné dans la section précédente. La RMS de ce modèle est de 0.67″. La figure 6.8 résume la construction des modèles et rappelle leurs caractéristiques principales.
En comparant les propriétés globales des modèles, le modèle "cisaillement externe" est le moins massif des trois. Ceci vient du fait que les déformations apportées par l'ajout d'un cisaillement externe viennent compenser l'influence de la masse et ainsi le modèle n'a plus besoin d'autant de masse pour recréer la déformation souhaitée. La différence peut être appréciée dans le panneau en haut à droite de la figure 7.1, la masse totale contenue dans un rayon de R = 1.3 Mpc ne

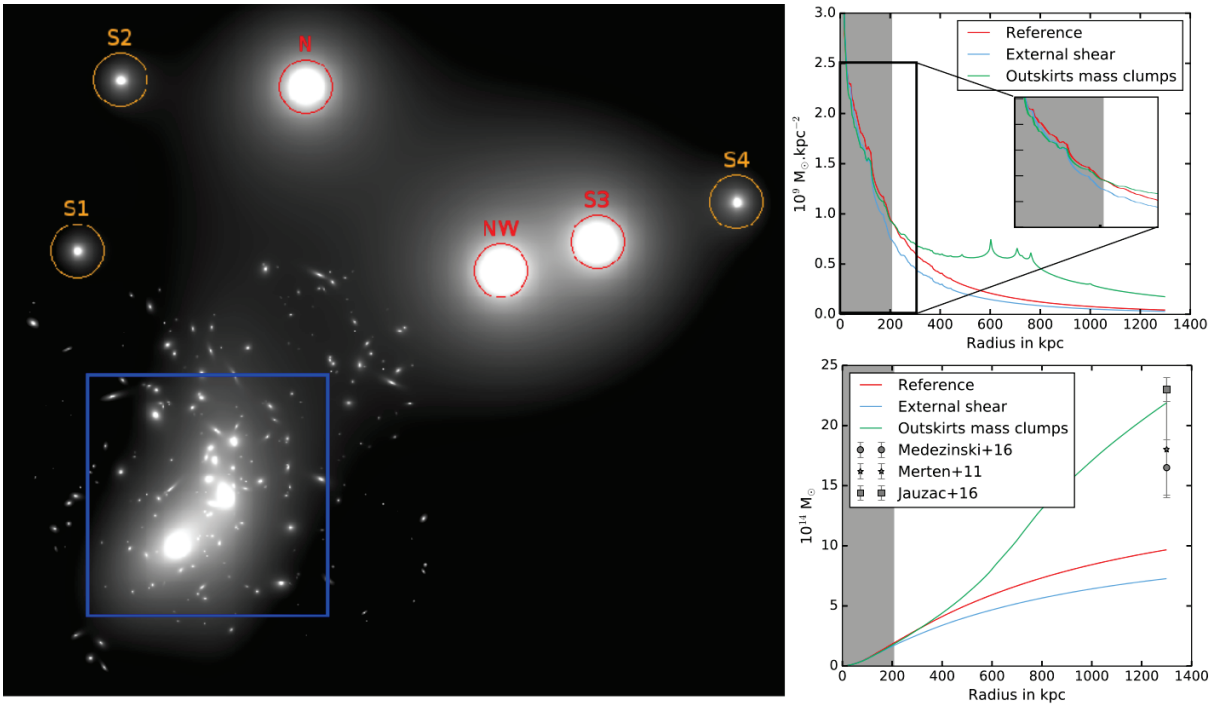

Figure 7.1 : A gauche : la carte de masse du modèle incluant les potentiels de masse en périphérie respectant la nomenclature de Jauzac et al. [2016a]. La boîte bleue est large de ∼290 kpc est correspond à la région où sont comparés les paramètres de cisaillement évoqués à la figure 7.2. Les cercles montrent les potentiels de masse en périphérie qui correspondent aux deux relations d'échelles, les rouges pour ceux associés à une forte composante lumineuse et les orange ceux dont la contre partie lumineuse est moindre. En haut à droite : Les profils de masse différentiels des trois modèles avec "Reference" le modèle sans composante extérieure, "cisaillement externe" le modèle avec un cisaillement externe constant optimisé avec le modèle et "potentiels de masses périphériques" qui remplace le cisaillement externe par des potentiels de masse représentés par les cercles sur l'image de gauche. En bas à droite les profils de masse intégrés des trois modèles vus précédemment. Les trois points de mesure représentent la mesure faite en régime faible des lentilles venant de trois études différentes. Les profils de masse sont calculés sur ouverture circulaire centrée sur la première BCGs du cœur de l'amas.

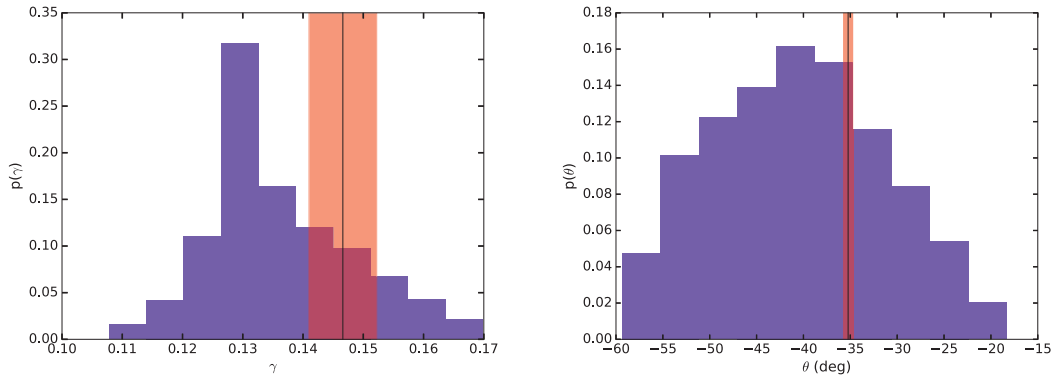

Figure 7.2 : Le panneau de gauche montre l'histogramme de γ, la force du cisaillement, induit par les potentiels de masse en périphérie de l'amas dans la seule contenant les contraintes du modèle est représentée par la boite bleu dans la figure 7.1. La ligne noire la région rouge l'entourant représente la moyenne et l'erreur à σ en ce qui concerne la valeur du gamma tiré de l'optimisation du modèle 'cisaillement externe". Le panneau fait une comparaison similaire pour l'orientation du cisaillement θ.

diffère que de $\sim$7%.

Comme l'influence majeure des potentiels en périphérie est le cisaillement, on peut comparer le cisaillement apporté par les potentiels de masse à celui trouvé lors de l'ajustement avec cisaillement externe. De manière quantitative, on mesure le cisaillement dans une grille centrée sur le cœur de l'amas et qui contient la totalité de la zone d'images multiples (là où il y a des contraintes). Les histogrammes de cette comparaison sont présentées figure 7.2. On voit que le champ de cisaillement est totalement consistant avec la valeur optimisée par le modèle "cisaillement externe". Que se soit pour la force du cisaillement γ ou son orientation θ. Pour chacun des deux paramètres le trait noir représente la moyenne statistique de la valeur trouvée en sortie de la minimisation du modèle. La zone en rouge l'entourant représente l'erreur à 1σ calculée aussi lors de l'ajustement du modèle. Dans les deux histogrammes en bleu, on représente la distribution de la valeur sur l'ensemble de la grille du cisaillement induit par les structures en périphérie. Le bon accord entre le cisaillement induit par la masse totale en périphérie et le cisaillement externe artificiel met en lumière la nécessité de tenir compte des effets des structures entourant le cœur de l'amas. On pourra apprécier visuellement la comparaison des deux cisaillements figure 7.3.

En définitive, grâce aux nombreuses contraintes spectroscopiques le modèle atteint un niveau de sensibilité inégalé auparavant, qui nous permet de ressentir l'influence de l'environnement du cœur de l'amas. L'amélioration de la RMS combinée à la comparaison des modèles "cisaillement externe" et "potentiels de masse en périphérie" ont montré que des structures distantes ($\sim$700 kpc) peuvent influencer la reconstruction de la masse au cœur de l'amas, essentiellement de par leur effet de cisaillement. Cependant la différence en terme de masses entre les modèles "cisaillement externe" et "potentiels de masse en périphérie" n'est significative qu'à la frontière

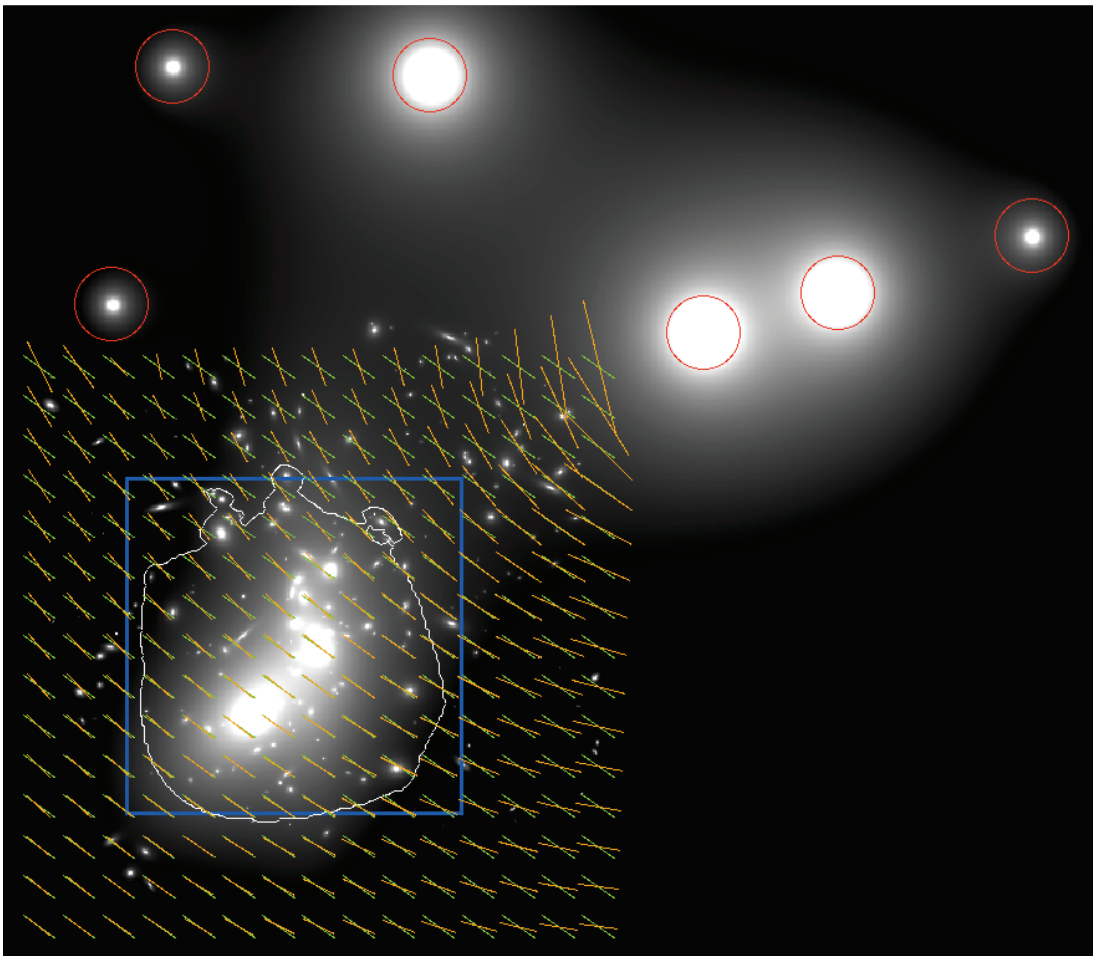

Figure 7.3 : Carte de masse de l'amas Abell 2744. Les traits verts représentent l'orientation et la force du cisaillement externe résultants du modèle "cisaillement externe", la longueur des barres est arbitraire et permet de comparer les intensités relatives du cisaillement. Les traits oranges représentent le cisaillement induit par les structures en périphéries du modèle "potentiels de masses périphériques", ces potentiels de masses sont marqués par les cercles rouges sur l'image. La boite bleue indique la zone de comparaison des valeurs du cisaillement mesurées figure 7.2. La ligne blanche représente la région d'images multiples.

de la zone d'images multiples (∼200 kpc)
On notera en plus que les systèmes 15 et 16 [Richard et al., 2014] ne font pas partie de notre modèle car ils sont en dehors du champ de vue d'ACS, d'autant plus qu'aucune des images de ces systèmes ne possède de redshifts. Les deux systèmes sont suffisamment proches des potentiels N et NW pour que leur position soit influencée et aurait éventuellement pu servir de contrainte si on avait voulu raffiner le modèle au point d'inclure les galaxies d'amas, une autre BCG et un potentiel de matière noire à grande échelle. Un tel modèle est envisageable mais dépasse le cadre de l'étude que je m'étais fixé avec l'arrivée des données MUSE. Réaliser un modèle étendu incluant les structures responsables de l'effet de lentille gravitationnelle des systèmes 15 et 16 souffre de deux aspects qui les ont placées en dehors des perspectives de notre étude de masse. La première est la différence des données, les données photométriques couvrant les potentiels N et NW sont bien moins profondes que celles de *Hubble Frontier Fields* , et seule une poignée de redshifts spectroscopique existe dans le champ de vue. On peut tout de même mentionner que la masse des potentiels N et NW, mentionnée à la Table 6.3, est suffisante pour produire des images multiples. La deuxième est le temps de calcul nécessaire à l'ajustement du modèle. Avec un nombre de paramètres qui augmente on serait passé à un ajustement proche de 3 à 4 semaines. Un Lenstool qui se base sur des GPU au lieu de CPU est en développement et permettrait éventuellement de contre-venir à ce genre de choses à cause de la grande capacité des GPU a effectué des opérations simple en parallèle.

7.1.2 Comparaison des profils de masses avec d'autres équipes

On compare maintenant les profils de masses de nos deux meilleurs modèles, "cisaillement externe" et "potentiels de masses en périphérie" à ceux des modèles créées après que les données *Hubble Frontier Fields* de Abell 2744 aient été prises. Pour réaliser ces profils on construit pour chaque carte de masse le profil radial moyenné en azimuth et centré sur la première BCG. Les cartes de masses sont générées par les différentes équipes faisant partie du défi *Hubble Frontier Fields* et sont disponibles sur l'archive MAST[1] (Mikulski Archive for Space Telescopes). J'ai livré une version de mon modèle final en tant que CATS (v4) pour répondre à l'appel.
La figure 7.4 montre les profils de masse dérivés de toutes les études, incluant la notre. Le profil de masse différentiel (panneaux du milieu) montre qu'à l'intérieur de ∼100 kpc nos modèles sont moins massifs (à l'exception des 20 premiers kpc pour le modèle CATS (v3.1)) et les 3σ d'erreur statistique ne permettent pas de couvrir une telle différence de masse.
La zone grisée représente la zone d'images multiples, là où les modèles sont contraints. Entre 100 kpc et la fin de la zone grisée, les profils de masses commencent à diverger les uns des autres. La plupart des modèles sont en accord avec notre modèle "potentiels de masses en périphérie", modèle qu'on qualifiera par la suite de modèle de confiance. Au delà de la zone grisée, les profils de masses sont extrapolés car aucune contrainte sur le modèle n'existe. On voit du coup une séparation claire apparaitre : les profils des modèles Bradac (v2), CATS (v3.1), Zitrin-NFW (v3)

1. https://archive.stsci.edu/prepds/frontier/lensmodels/

et notre modèle de confiance tendent à préserver une grande densité de masse à grand rayon, alors que GLAFIC (v3), Sharon (v3) et notre modèle "cisaillement externe" ont un profil de densité qui diminue. À très grand rayon le profil du modèle de Williams (v3) chute considérablement comparé aux autres profils. Ces effets sont vus dans les trois panneaux de la figure 7.4

La différence vue dans le centre de l'amas pourrait être due aux contraintes fortes (avec redshifts spectroscopiques) qu'utilise notre modèle alors que les différences vues en dehors de la zone d'images multiples pourraient simplement être dues aux différentes techniques de modélisation de l'amas et la sensibilité de celles-ci aux effets de l'environnement. En sondant les différences entre les modèles on peut avoir une certaine idée de la valeur des erreurs systématiques dues aux techniques de modélisation.

Comparé aux autres modèles paramétriques (v3 de CATS, GLAFIC, et Sharon) notre modèle de confiance atteint une valeur de RMS légèrement plus haute ($0.67''$). La différence majeure réside par contre dans le ratio entre le nombre de contraintes (k) et le nombre de paramètres libres (n), qui peut être utilisé comme une métrique du niveau de contraintes de la modélisation. Grâce aux nombreuses images multiples de notre jeu de données *gold*, on obtient un ratio $k/n = 134/30 = 4.5$, à comparer à $70/30 = 2.33$ pour CATS (v3), et $146/100 = 1.46$ pour GLAFIC (v3) [Kawamata et al., 2016]. Notre ratio est comparable à celui obtenu par le modèle Sharon (v3) ($k/n = 108/27 = 4$, K.Sharon communication privée), mais ce modèle utilise de multiples régions d'émission comme contraintes pour chaque galaxie, donnant lieu à des contraintes non strictement indépendantes. On notera quand même que notre modèle est capable d'accommoder un grand nombre de contraintes avec un faible nombre de paramètres libres, ce qui veut dire aussi qu'on atteint la limite (en RMS) atteignable avec ce genre de modèle. Il faudra rajouter d'autres paramètres afin de pouvoir proposer une description plus fine de la distribution de matière.

7.2 Estimation du niveau des systématiques

Le modèle de confiance, ajustant les potentiels de matière noire en périphérie du cœur et contraint avec le jeu *gold* montre une erreur statistique $\sigma_{\text{stat}} \sim 1\%$ sur le profil de densité de masse dans le cœur de l'amas (voir 7.4) Cette erreur est comparable à celle estimée par le modèle CATS (v3) précédent. CATS est l'équipe avec laquelle j'ai soumis mon modèle. Tous les membres de cette équipe utilise Lenstool. Cependant, cette erreur ne provient que de la fluctuation statique des modèles durant la procédure de minimisation et ne reflète en rien le niveau inhérent d'erreurs systématiques. De telles erreurs peuvent provenir de sources variées comme, le choix des contraintes, la paramétrisation du modèle ou l'incertitude de la position des images due à des structures sur la ligne de visée [Chirivì et al., 2017].

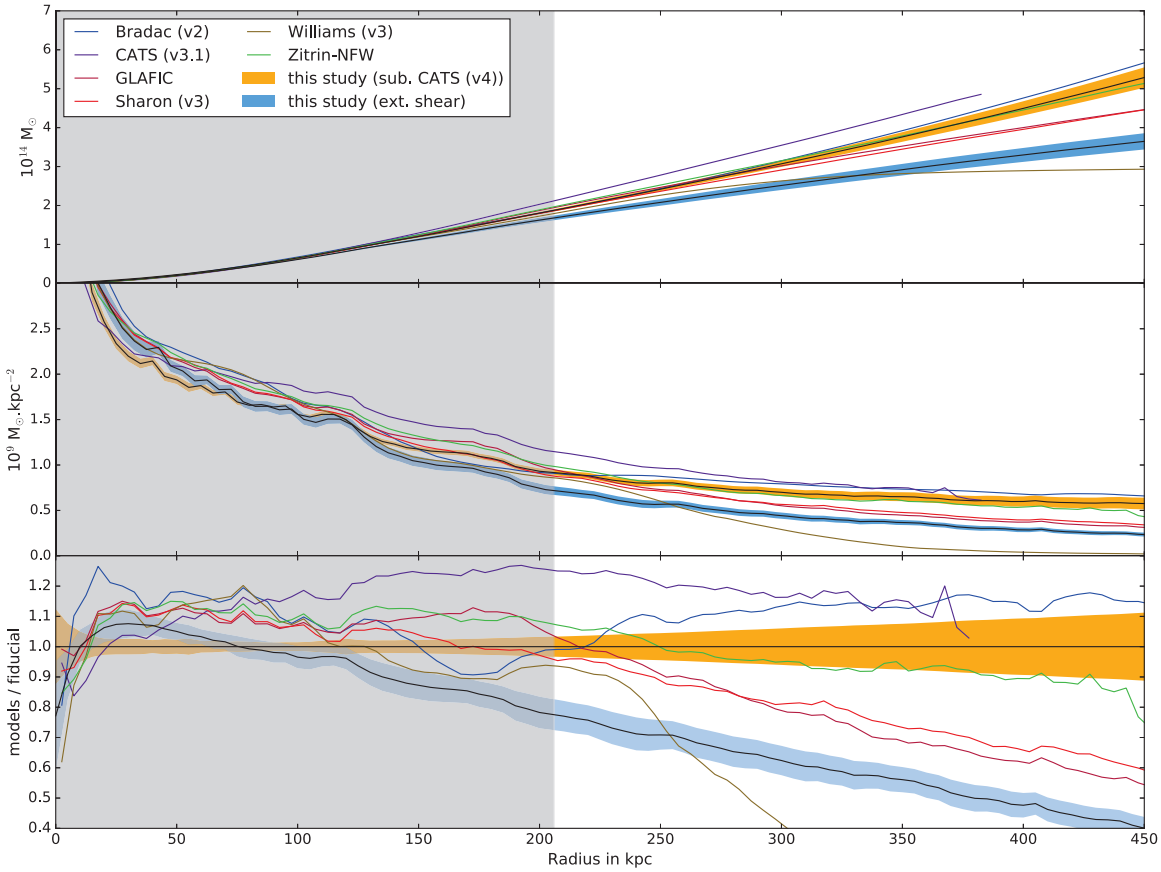

Figure 7.4 : Le profil intégré (panneaux du haut),le profil différentiel (panneau du milieu) et le ratio des profils différentiels des autres études comparé à au profil du modèle de confiance (panneaux du bas). La ligne noire entouré de la région bleu représente le modèle "cisaillement externe" et son erreur statistique à 3σ. La ligne noire entouré de la région orange, représente notre modèle de confiance, à savoir "potentiels de masse en périphérie". La région grisée représente la région d'images multiples.

7.2.1 Systématiques issues des contraintes

Grâce au grand nombre de redshifts spectroscopiques, j'ai amélioré le modèles de masse d'Abell 2744 de manière significative comparé aux travaux précédents. Cela vient surtout du fait qu'on peut identifier dorénavant sans ambiguïté des systèmes multiples, réduisant ainsi l'erreur systématique du modèle. Précisément, on ne peut plus se tromper maintenant sur la nouvelle configuration du système 5/105 et 47/147. Comme montré dans la figure 6.6, le modèle avec l'ancienne configuration ne converge plus vers une solution acceptable (rms=1.87″)
Au delà du profil de masse, la mauvaise identification des systèmes peut aussi affecter l'amplification de modèle de lentille et biaiser ainsi des mesures de propriétés de galaxies amplifiées par l'amas. Des tests plus quantitatifs sur ce sujet n'ont pas eu le temps de voir le jour dans ce travail de thèse mais Johnson and Sharon [2016] ont étudié les erreurs systématiques sur la reconstruction de masse par effet de lentille gravitationnelle dans l'amas simulé ARES. ARES et son compagnon HERA [Meneghetti et al., 2016], sont des amas simulés produisant un effet de lentille gravitationnelle comparable à celui des amas *Hubble Frontier Fields* . Ces amas ont été produits en même temps que le projet *Hubble Frontier Fields* afin de pouvoir offrir une comparaison équitable des performances des techniques de reconstruction de masse venant de différentes équipes. De leur travail sur ARES, Johnson and Sharon [2016] ont cherché l'effet des erreurs systématiques venant du choix des contraintes, divisant les contraintes en deux catégories : spectroscopique et non-spectroscopique. En testant une série de combinaison de contraintes avec et sans spectroscopie, ils ont conclu que 25 systèmes spectroscopiques (parmi les 66 présents dans l'amas ARES) sont requis pour percevoir la vraie RMS de l'amas et ainsi atteindre le niveau d'incertitude systématique inhérent à la modélisation. Dans leur étude ils ont aussi relevé que les modèles ayant des contraintes distribuées de manière non homogène, que ce soit spatialement ou en redshift) mènent toujours à des modèles défavorables. Je suis persuadé qu'avec les 29 systèmes spectroscopiques distribués spatialement tout autour du cœur de l'amas la RMS tombe très proche de la limite systématique actuelle pour nos types de modèles paramétriques. Il faudra tenter de nouvelles approches pour pouvoir réduire RMS et mieux reconstruire la distribution de masse de l'amas.

7.2.2 Systématiques issues de la spectroscopie

Comme les erreurs systématiques proviennent de sources variées, j'ai tenté plusieurs approches pour les quantifier. Je vais essayer de mettre en lumière ici l'influence des nouveaux redshifts identifiés dans ce travail, en ce qu'ils apportent une réduction des systématiques. Pour faire ce test on a modifié notre modèle de confiance pour ne conserver dans les contraintes spectroscopiques que les systèmes où Wang et al. [2015] possédait déjà un redshift (redshifts mis-à-jour à la valeur de ceux mesurés par les données MUSE). Tous les autres systèmes voient alors leur redshift devenir des paramètres libres du modèle. Afin de caractériser les différentes erreurs systématiques, on va comparer les redshifts optimisés par le modèle à ceux mesurés par spectroscopie. Cette comparaison est reportée figure 7.5. De cette figure on voit clairement que les

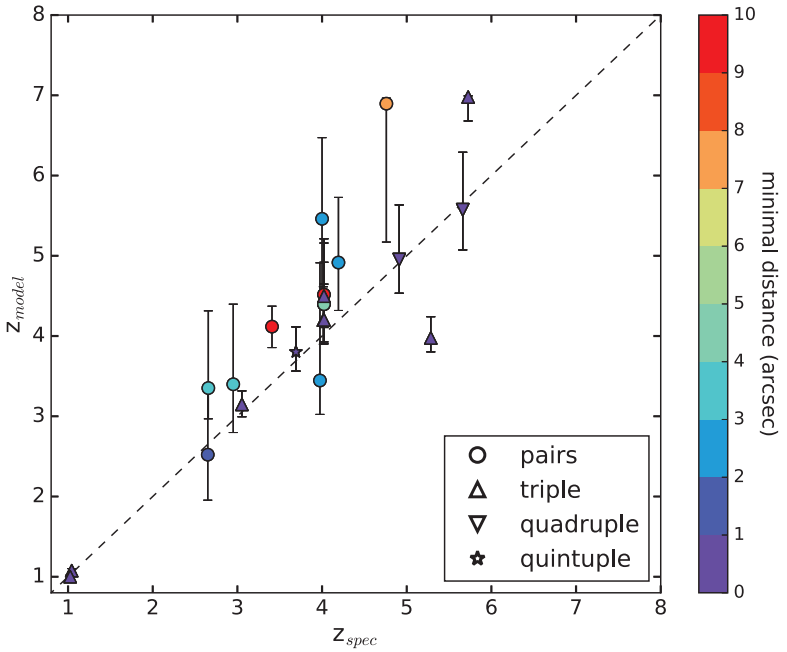

Figure 7.5 : Comparaison entre le redshift prédit par le modèle et celui mesuré par spectroscopie. Le modèle utilisé pour prédire les redshifts est basé sur le modèle de confiance mais les systèmes ayant une nouvelle mesure de redshift comparé à Wang et al. [2015] sont optimisés durant la procédure de minimisation. La couleur code la distance la plus petite entre deux images du même système et les symboles codent le nombre d'images multiples contenues dans le système.

redshifts optimisés par le modèle sont systématiquement plus grands que leur valeur mesurée par spectroscopie. Le nombre d'images du système montre aussi une corrélation avec le biais mesuré. En effet, les paires d'images montrent un biais moyen plus fort d'autant plus qu'elles sont éloignées. Cela est du à la contrainte sur la ligne critique imposée par le système, plus la paire est éloignée, plus la ligne critique est libre de bouger.

En plus des redshifts on a aussi regardé la différence en terme de masse. Globalement, la masse dans un rayon assez large reste inchangée. On a donc voulu aller plus loin et voir si la différence des distributions en 2D des deux modèles est supérieure au niveau d'incertitude statistique. Pour relever les différences à petite échelle j'ai construit la carte de la différence des cartes de κ (la convergence κ est directement relié à la masse) entre les deux modèles divisée ensuite par la déviation standard du modèle avec redshifts libres. Cette carte est présentée à la figure 7.6. De cette figure on déduit que la variation systématique à l'hyper-centre de l'amas et dans les régions extérieures montrent des tendances opposées, dépassant 2 fois l'incertitude statistique σstat, ce qui représente une source significative d'erreur systématique quant à la mesure locale de la masse. Dans cette comparaison il est à noter qu'on ne sonde que les erreurs systématiques provenant de l'ajout des nouveaux redshifts.

En plus de son influence sur la masse, j'ai cherché à quantifier l'influence de la spectroscopie

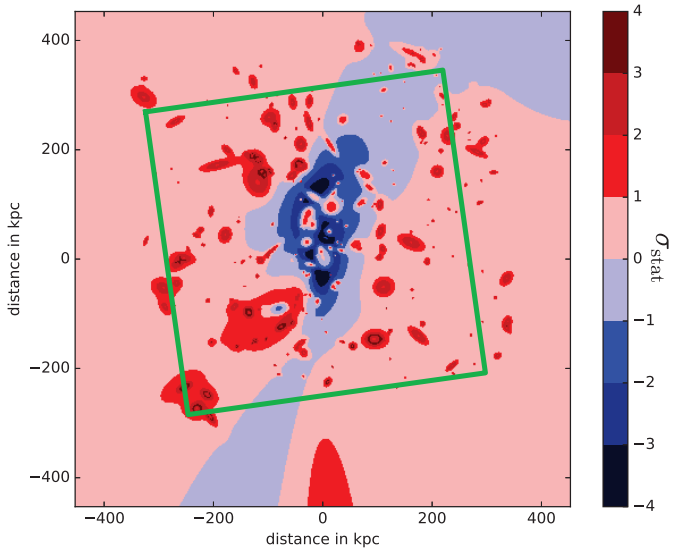

Figure 7.6 : Variation de la distribution de masse 2D en unité d'erreur statistique σstat, entre le modèle de confiance et celui avec redshifts libres. Cette carte peut être reliée au erreurs systématiques, avec des valeurs négatives représentant une valeur de masse sous-estimée et des valeurs positives représentant une masse surestimée. Le carré vert montre les 2′x2′ du champ de vue de la mosaïque MUSE. Cette carte illustre les bénéfices des relevés spectroscopiques étendus et profonds de ce travail.

apportée par MUSE sur l'amplification globale du modèle. Pour ça, j'ai en premier lieu regardé la différence des cartes d'amplifications, la différence est présentée figure 7.7. On voit sur cette image que la différence peut passer de plusieurs dizaines à quelques arcsecondes. Cependant, lorsqu'on cherche à regarder si ces différences sont statistiquement significatives on se rend compte en divisant la carte des différences par la variation statistique que les valeurs deviennent presque négligeables sur l'ensemble de la carte. On peut l'observer figure 7.8. Cette observation signifie que les erreurs statistique du modèle de lentille contiennent déjà la différence entre les amplifications des deux modèles. De manière pratique un utilisateur pourra se fier aux erreurs statistiques du modèle de lentille quant à la mesure de l'amplification et son incertitude.

7.2.3 Systématiques issues du jeu de contraintes

J'ai comparé le profil de la densité de masse du modèle en changeant le jeu de contraintes mais en gardant la même paramétrisation avec potentiels de masses en périphérie 6.3.6. J'ai cherché à quantifier les différences au cœur de l'amas pour les modèles avec jeux de contraintes *gold*, *silver* et *bronze* car ils présentent une RMS comparable. On exclut le modèle avec les contraintes *copper* car elles ne sont pas assez fiables et le modèle montre une trop mauvaise RMS. On trouve que le modèle incluant les contraintes moins robustes *silver* donne systématiquement une densité masse plus grande de ∼2% (2 $\sigma_{\rm stat}$) comparé aux modèle avec les contraintes *gold* comme on peut le voir figure 7.9 . Cette différence est de ∼3% (3 $\sigma_{\rm stat}$) pour le jeu de contraintes *bronze*.

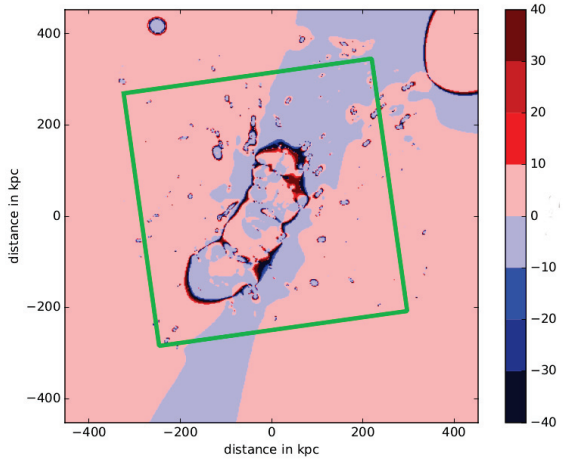

Figure 7.7 : Variation de la valeur d'amplification 2D entre le modèle de confiance et celui avec redshifts libres. Le carré vert montre les 2′x2′du champ de vue de la mosaïque MUSE.

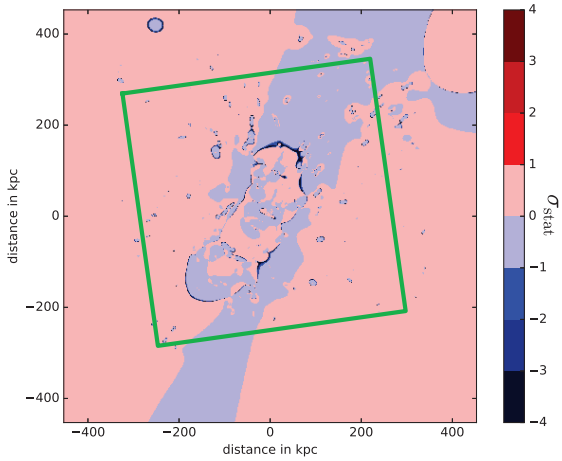

Figure 7.8 : Variation de la valeur d'amplification 2D entre le modèle de confiance et celui avec redshifts libre rapporté à l'erreur statistique du modèle de redshifts libres. Le carré vert montre les 2′x2′ du champ de vue de la mosaïque MUSE.

Ce test montre que des variations systématiques relatives dans la distribution de masse dues à l'inclusion de systèmes moins robustes. Cet excès de masse peut-être du à deux raisons. La première est que les systèmes ajoutés pourraient être mal identifiés et ainsi ajouter de la masse la où il ne devrait pas y en avoir. L'autre raison serait que ces nouvelles contraintes sondent des endroits de l'amas ignorés par les contraintes précédentes, le modèle n'avait ainsi pas besoin de masse à cette endroit là auparavant, ainsi l'ajout d'une sous-structure supplémentaire serait peut-être nécessaire.

7.2.4 Systématiques issues de la paramétrisation

J'ai aussi comparé les résultats venant de différentes paramétrisations gardant cette fois-ci le jeu de contraintes fixe (échantillon *gold*). J'ai comparé plus précisément la différence entre le modèle "cisaillement externe" et le modèle de confiance (avec potentiels de masse en périphérie du cœur de l'amas). À un rayon de 200 kpc du centre de l'amas, on mesure une variation typique de ∼6% entre les deux profils de masses intégrés (le panneau du haut de la figure 7.4). Ceci donne une autre estimation du niveau d'erreur systématique relative sur les profils de masses.
De manière similaire j'ai comparé nos modèles avec ceux des autres équipes, qui ne suivent pas la même approche paramétrique. On peut préciser que ce n'est pas équitable de comparer les techniques de modélisation de l'amas ici car les contraintes des modèles ne sont pas les mêmes. En revanche, il est intéressant de comparer les profils de masse, sondant ainsi la dispersion des mesures due au manque de redshifts spectroscopiques. De la figure 7.4 on peut clairement voir dans le panneau du haut que notre modèle en orange est le plus massif de tous. Plus encore,

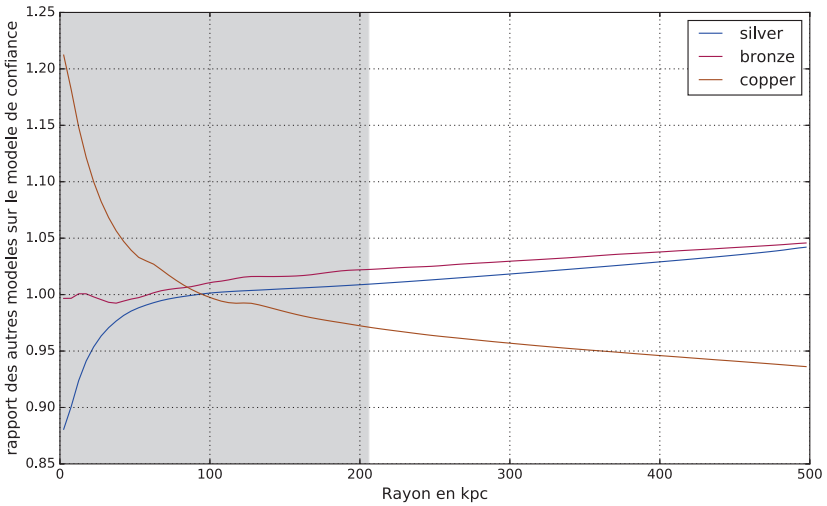

Figure 7.9 : Rapports des profils de densité de masse intégré des modèles utilisant les jeux de contraintes *silver*, *bronze* et *copper* par rapport au modèles de confiance utilisant le jeu de contraintes *gold*.

du à la contribution des redshifts on a une réduction significative de la masse dans le cœur de l'amas, spécifiquement entre 20kpc et 100kpc où la différence est de 10%.
De la figure 7.4 on peut voir que le profil de masse du modèle CATS (v3) est significativement plus élevé que les autres modèles dans le cœur de l'amas. alors que ce n'est plus cas pour notre modèle. En effet, cette systématique sur la masse a une contre-partie aussi sur l'amplification dérivée du modèle, cette différence avait déjà été relevée dans Priewe et al. [2017] et dans Bouwens et al. (in prep.), qui ont identifié une valeur d'amplification nettement supérieure à celle des autres modèles v3. En comparaison de notre modèle de confiance l'amplification des sources à z=6 varie de 5-6% pour les régions de basse amplification ($\mu < 10$) et de 10-20% dans les régions de grande amplification ($\mu > 10$) lorsqu'on utilise les contraintes *silver*, et *bronze*.

7.2.5 Systématiques issues de la supernova HFFTom

Les erreurs systématiques précédentes ont été tirées des comparaisons entre modèles mais grâce à la présence d'une supernova, on va être capable de confronter notre modèle de lentille et voir si on peut détecter une différence significative entre la prédiction et la valeur mesurée. La supernova SN HFF14 Tom ($\alpha = 00^{\mathrm{h}}14^{\mathrm{m}}17.87^{\mathrm{s}}$, $\delta = 30^{\mathrm{o}}23^{'}59.7^{''}$) découverte à $z = 1.3457 \pm 0.0001$ derrière Abell 2744 [Rodney et al., 2015] nous permet de tester notre modèle. Étant une supernova de type Ia, sa luminosité intrinsèque peut être dérivée de sa courbe de lumière. Sa luminosité observée est 0.77 ± 0.15 magnitudes plus brillante que ses consœurs non amplifiées, impliquant une amplification de $\mu_{obs} = 2.03 \pm 0.29$. Plutôt que d'utiliser cette amplification comme une contrainte pour le modèle on l'utilise comme un banc d'essai. Notre modèle de confiance donne une valeur de $\mu = 2.149 \pm 0.029$. D'un autre coté notre modèle "cisaillement externe" donne une valeur de 1.789±0.045, cette valeur plus basse est certainement du au manque de masse de

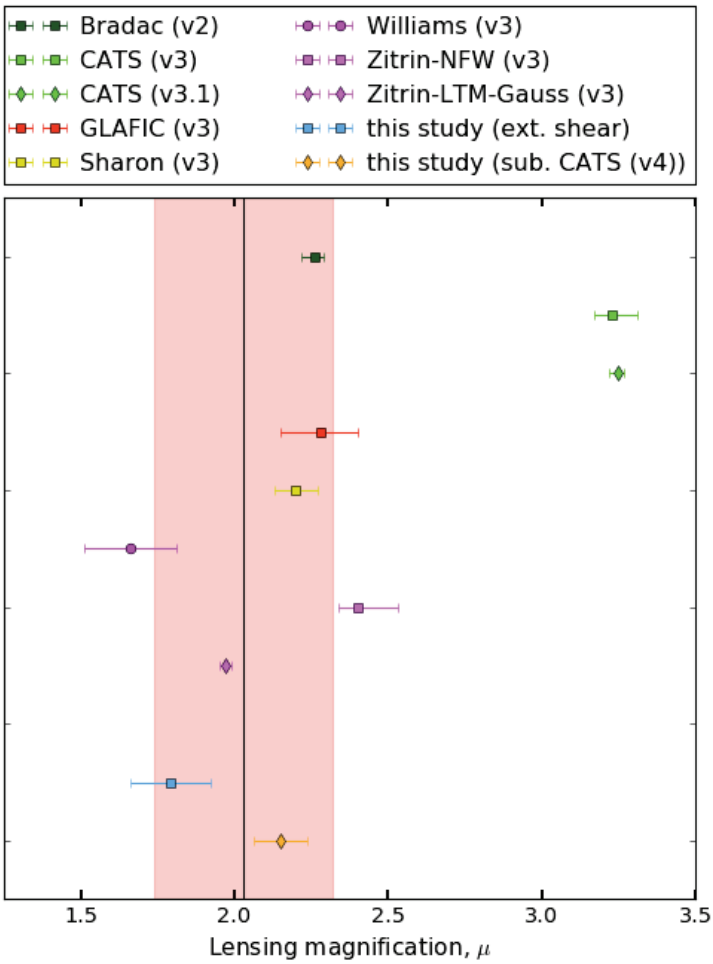

Figure 7.10 : Comparaison des amplifications dérivées des modèles de lentille en ce qui concerne la supernova SN HFF14 Tom. La ligne noire verticale montre les contraintes apportées par la supernova comme reporté dans Rodney et al. 2015. La région rouge marque l'erreur sur la mesure, les points avec leurs barres d'erreurs montrent les valeurs médianes et le niveau de confiance à 68% de chaque modèle.

ce modèle à ce rayon. Bien que ces deux valeurs soient différentes elles tombent toutes les deux dans l'enveloppe d'incertitude définie par Rodney et al. [2015]. Une comparaison des valeurs d'amplification dérivées des autres études peut être observée à la figure 7.10. Ici encore, les grandes différences entre les modèles sont surement dues à des erreurs systématiques sur la masse.

7.3 Perspectives d'améliorations du modèle de lentille forte Abell 2744

Il y a plusieurs points qui, dans le modèle de masse d'Abell 2744, pourraient être améliorés. En augmentant artificiellement le nombre de contraintes du système 2, par exemple avec une contrainte pour chaque extrémité du système, plus 1 au centre, on pourrait relâcher davantage de paramètres pour la BCG, comme r_{cut}, r_{core} ou bien l'angle de position θ. On peut visualiser

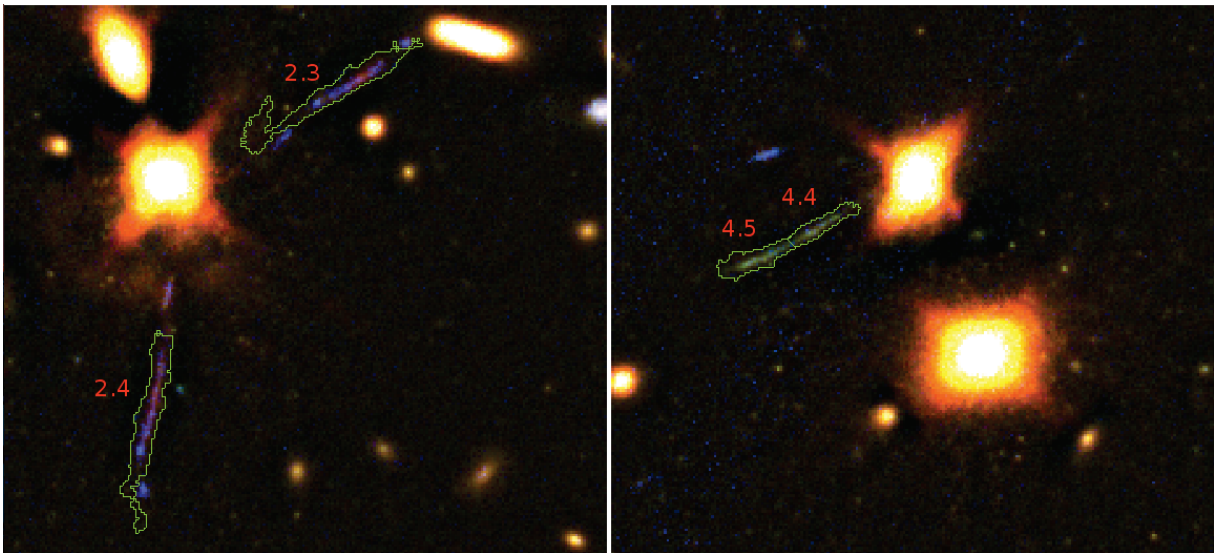

Figure 7.11 : À gauche : arcs radiaux du système 2, actuellement le modèle de confiance ne comprend qu'un seul point de contraintes par arc. On pourrait utiliser plusieurs nœud d'émission pour mieux contraindre le profil au centre de l'amas. À droite : arc radiaux du système 4, la deuxième BCG est la galaxie en bas à droite de l'image et la galaxie la plus proche des arcs est modélisé dans le modèle de confiance à l'aide de la relation d'échelle au mettre titre que tout les autres galaxies de l'amas. Les figures font 13″ de coté

la BCG et les arcs radiaux du système 2 sur la figure 7.11. En effet, relacher ces paramètres aiderait à mieux reconstruire ce modèle.

Les arc radiaux du système 4 sont aussi concernés par ce problème. Bien qu'ils soient plutôt bien reconstruits, on pourrait imaginer la même idée de démultiplication des contraintes pour laisser libre non pas cette fois-ci la BCG (la 2ème) mais la galaxie massives à coté, qui pour l'instant est toujours incorporée à la relation d'échelle, on peut voir cette galaxie figure 7.11.

Les système 15 et 16 qui sont des images multiples du potentiel de matière noire NW étaient à l'origine inclus dans le modèle de Richard et al. [2014]. On pourrait éventuellement les inclure dans notre modèle en tant que contraintes sans redshifts pour venir modéliser de façon précise cette partie de l'amas. Cependant, plusieurs considérations sont à prendre en compte. Il faudrait inclure les galaxies d'amas et ainsi se reposer sur des observations photométriques moins profondes que celles utilisées à l'heure actuelle, d'autant plus que cela ralentirait beaucoup la minimisation. Ces images multiples seront très influencées par les potentiels "en périphérie de l'amas" qui sont mal contraints à l'heure actuel, notamment S3.

Comme développé avec l'analyse du SEDχ^2, on pourrait essayer d'inclure la nouvelle image 10.3 dans le modèle pour tester si la rms diminue (4.91″pour le mauvais candidat 10.3).

Comme la galaxie spirale au nord de l'amas est une galaxie d'arrière plan mais influence beaucoup les arc géants proches, on pourrait imaginer une approche multi-plan pour modéliser cette galaxie. L'intérêt du multiplan est que l'on tient compte de la vraie position de cette lentille en arrière plan, car elle subit elle aussi l'effet de lentille gravitationnelle de l'amas.

Comme l'amas est très contraint par le jeu de données *gold* à cause du grand nombre de redshifts,

ce modèle pourrait aller plus loin est éventuellement tester une méthode hybride (voir Chapitre 3.5) en incluant en plus des profils paramétriques de masse une grille de potentiels afin de sonder d'éventuelles déviations dans le profil de masse.

He broke through the barriers of the skies

Épitaphe de William Herschel

8 Conclusions

J'ai, dans cette thèse, développé une étude détaillée sur la modélisation de la distribution de masse d'amas de galaxies contraints par effet de lentille gravitationnelle. Cette analyse combine à la fois les données photométriques profondes du télescope spatial Hubble et les récentes acquisitions de cubes de données spectraux par l'instrument MUSE.

Les amas de galaxies représentent des structures d'une grande richesse et étudier leur distribution de masse peut nous apprendre beaucoup sur la structure de l'Univers, que ce soit en contraignant les paramètres cosmologiques ou en détaillant le comportement de la matière noire. Pour l'un comme pour l'autre, on s'intéressera à mesurer la masse des amas. On peut le faire de différentes façons : avec le comptage des galaxies, la dispersion des vitesses, l'émission en rayons X, l'effet SZ ou encore en utilisant à l'effet de lentille gravitationnelle. Ce dernier offre actuellement les contraintes les plus précises sur la mesure de la masse car il dépend directement de la masse totale de l'amas (baryons et matière noire).

J'ai, dans cette thèse, réussi à combiner à la fois les observations profondes des données du télescope spatial Hubble, notamment celles prises lors du projet *Hubble Frontier Fields* pour Abell 2744 et les données de l'instrument MUSE observées dans le cadre du programme GTO *Cluster Lensing Program*. Les relevés photométriques profonds de *Hubble Frontier Fields* ont dévoilé ces dernières années des centaines d'images multiples servant à contraindre les modèles de lentilles. Déjà un défi en soi, la modélisation est encore plus difficile à réaliser en prenant en compte l'abondance de redshifts pour les images multiples de l'amas. L'instrument MUSE a commencé à révéler son incroyable capacité à fournir de nombreux redshifts pour les sources d'arrière plan dans les champs de vue des amas.

J'ai construit à partir des images de *Hubble Frontier Fields* un catalogue photométrique très

détectif en supprimant l'émission étendue de l'ICL par une médiane courante. J'ai appliqué cette technique sur 5 des 6 amas *Hubble Frontier Fields*, en particulier sur Abell 2744 où j'ai mené avec plus d'attention un projet parallèle. J'ai développé une méthode de minimisation par le χ^2 des SED des galaxies. Grâce aux propriétés de couleurs conservées par l'effet de lentille gravitationnelle, cette technique de minimisation s'est retrouvée être en mesure de donner la probabilité que deux galaxies soient multiples l'une de l'autre. En se servant de ce critère, ma méthode est capable d'évaluer pour chaque paire d'un système multiple si leurs SED présentent une similarité significative à l'aide de la valeur de χ^2. En plus de mesurer une probabilité, cette méthode offre une métrique pour juger les paires d'objets multiples. On peut aussi, en comparant les SED de deux images multiples connues, utiliser cette technique pour cartographier le rougissement du spectre dans le champ de vue des observations. Cependant, un défaut inhérent à cette technique est qu'elle nécessite sur une très bonne photométrie. Je prévois donc de combiner ce χ^2 de SED avec d'autres paramètres morphologiques comme le coefficient de Gini ou encore de combiner l'information du rapport de flux avec les prédictions d'un modèle même préliminaire pour renforcer encore les prédictions de paires multiples.

Dans le cadre du programme GTO MUSE *Cluster Lensing Program*, j'ai pu extraire et analyser les spectres de plusieurs amas de galaxies. Ce programme a observé le cœur de l'amas Abell 2744 et a offert une moisson de redshifts (514 objets dans les $2'$x$2'$ du champ de vue de la mosaïque). Cette collecte a révélé le redshift de 83 images multiples, ce qui a permis de faire un bond dans les contraintes spectroscopiques pour cet amas, passant de 6 à 83. Toute l'analyse spectrale a conduit à un catalogue de redshifts évalués par niveau de confiance et type d'émission, enrichi d'un catalogue photométrique que j'ai créé. La richesse des cubes de données MUSE a permis de révéler, parmi les spectres d'amas de galaxies, deux sous-groupes déjà identifiés mais à bien plus grande échelle. On a pu aussi découvrir des trainées d'émission Hα de galaxies tombant dans l'amas. La plus-value la plus importante reste sans doute le grand nombre d'émetteurs Lyman-α, mesuré dans le champ de vue de l'amas. En effet, la capacité de MUSE à identifier des raies en émission allant de redshifts 0 à 7 a permis de détecter plus d'une centaine d'émetteurs Lyman-α dont une poignée est proche des portes de la réionisation ($6<z<7$).

L'effet de lentille gravitationnelle appliqué à la mesure de masse des amas est un domaine qui prend de plus en plus d'importance et les techniques numériques de reconstruction de lentille gravitationnelle continuent de se développer à mesure que les données collectées sont de plus en plus précises et variées. Plusieurs approches existent et on distingue deux catégories de modèles, les modèles dits paramétriques qui utilisent des profils de densité prédéfinies et les modèles dits non-paramétriques qui reconstruisent le potentiel de masse avec un faible nombre d'hypothèses, sans *a priori*. J'ai construit durant ma thèse plusieurs modèles d'amas de galaxies à l'aide du logiciel de modélisation de masse paramétrique Lenstool.

J'ai notamment construit un modèle de masse pour Abell 2744. L'originalité de ma modélisation est d'avoir inclus 6 potentiels de masse en périphéries du cœur, ces structures d'abord détectées par effet lentille gravitationnelle en régime faible ont été incorporées comme des potentiels paramétriques dans notre modèle. Celui-ci est contraint par les 83 images multiples (29 systèmes)

pour lesquelles une mesure de redshifts spectroscopiques à été faite. Bien qu'un petit nombre de contraintes spectroscopiques soit nécessaire en théorie pour contraindre précisément la masse de l'amas, en pratique elles sont essentielles pour pouvoir associer sans ambiguïté les images multiples d'un même système.

Grâce à cette amas très contraint, j'ai étudié plusieurs sources d'erreurs systématiques :

- J'ai comparé notre modèle de confiance aux modèles présentés par d'autres équipes révélant ainsi une diminution de l'ordre de 10% en masse pour notre modèle dans les 100 premiers kpc du profil de densité.
- J'ai testé l'influence de la paramétrisation, qui a montré une variation de près de 6% sur le profil de densité en bordure de la zone d'images multiples.
- J'ai comparé l'influence du jeu de contraintes en rajoutant des systèmes multiples n'ayant aucun redshift spectroscopique connu. Les profils de densité des modèles montrent un écart de 2 à 3% en faveur d'un modèle plus massif. Cette mesure nous donne un indice sur le lien entre la présence des contraintes et la nécessité d'avoir une masse déflectrice pour celles-ci.
- J'ai testé notre modèle de confiance (et celui ayant un cisaillement externe) quant à la prédiction de l'amplification de la supernova de type SN Ia HFF14 Tom. Les prédictions pour les deux modèles sont toutes les deux dans les barres d'erreurs de la mesure de l'amplification montrant ainsi leurs pouvoir prédictif.
- L'un des résultats les plus important est à mon avis celui de la mesure de l'erreur systématique relative à un modèle avec et sans redshifts. Cette comparaison m'a permis de constater que **la masse globale de l'amas reste inchangée**. Cependant la distribution de masses peut montrer **des différences localement dépassant plus de 2 fois l'incertitude statistique** calculée lors de la minimisation. **Cette différence ne se retrouve pas dans la mesure de l'amplification** où les erreurs statistiques couvrent la différence des cartes d'amplifications des deux modèles.

L'importance des sous-structures en périphérie du cœur a été mise en évidence dans cette thèse. Pour le moment, les contraintes sur ces sous-structures dans A2744 reposent sur des données du CHFT (Canada-France-Hawaii Telescope). Le grand programme BUFFALO (*Beyond Ultra-deep Frontier Fields And Legacy Observations*) dont je fais partie, observera en 2018 avec 100 orbites HST un champ large autour des 6 amas du projet *Hubble Frontier Field*. Les données collectées par ce relevé permettront de détecter par effet de lentille faible les sous-structures en périphérie du cœur de l'amas de manière bien plus précise qu'à l'heure actuelle. On pourra alors espérer mesurer encore plus finement l'influence de ses sous-structures dans les modèles de lentilles en régime fort du cœur de l'amas.

La campagne de mesure RELICS qui observe 41 amas de galaxies avec HST dans une profondeur similaire à celle du programme *Hubble Frontier Field* est une campagne tout à fait pertinente pour exploiter les conclusions de mes travaux de thèse. D'une part une partie de l'analyse faite sur Abell 2744 et les autres amas *Hubble Frontier Field* peut être exporter dans un échantillon statistiquement plus important. On pourra par exemple utiliser le cisaillement externe, comme

c'est le cas dans Abell 2744, comme une sonde pour tester l'influence de structures en périphérie. D'autre part, ces observations vont permettre la découverte d'encore plus de source amplifiées. L'étude sur les erreurs systématiques menée dans Abell 2744 montre que l'amplification de ces sources est non-biaisés. Une information de valeur pour l'observation de sources faibles de notre Univers et pour utiliser les valeurs dérivées des observations dans les amas lentilles qui sont encore souvent rejetées des études faites sur les champs vides. Avec ces 41 amas observés, je vais pouvoir également tester et optimiser ma technique de χ^2 des SED et notamment voir la différence dans leur distribution d'un amas à l'autre.

Les contraintes utilisées actuellement dans les modèles de lentilles gravitationnelles d'amas n'exploitent pas encore le plein bénéfice de la connaissance des déformations. En effet, il existe des contraintes qui sont très peu ou pas du tout utilisées. Par exemple, les ordres supérieurs de déformation comme la flexion qui est une contrainte idéale pour faire le pont entre les modèles en régime fort et ceux en régimes faibles. En effet, sa mesure peut se faire sur n'importe quelle galaxie, qu'elle soit multiple ou non. Le champ de vitesses des galaxies résolues lentillées est une contrainte qui n'est pas non plus beaucoup utilisée. On pourrait très bien imaginer les champs de vitesses des galaxies spirales présentes dans MACS1149 comme contraintes du modèle de lentille.

Si augmenter le nombre d'amas permettra d'augmenter la statistique, il faudra aussi améliorer les techniques de modélisation de lentilles. On aura constaté dans la reconstruction du modèle de A2744, une certaine la limite des améliorations possibles. Ce constat peut être fait pour tous les modèles paramétriques similaires. En gardant un nombre de paramètres semblable, ajouter des images multiples ne changera plus grand chose. Si on veut contraindre davantage les profils de masse, il faut trouver d'autres manières de contraindre les modèles. Avec les données actuelles, on peut par exemple utiliser tous les pixels d'une image multiple comme contraintes du modèle. On peut aussi utiliser la flexion car elle permettrait de contraindre le profil de masse à plus grand rayon que celui de la zone d'images multiples. Pour prendre en compte ces nouvelles contraintes, on doit apporter une nouvelle flexibilité aux modèles. Des techniques hybrides combinant modèles paramétriques et non paramétriques peuvent offrir cette souplesse et détecter par exemple des écarts qui permettraient d'estimer la section efficace de la matière noire.

Avec le lancement prochain du télescope spatial JWST (*James Webb Space Telescope*) on trouvera de nouvelles images multiples à plus grand redshifts (z>7) car il va observer dans le proche et le lointain infra-rouge. Avec ses nombreux instruments offrant une spectroscopie infra-rouge, JWST promet aussi d'observer des objets extrêmement lointain. D'autant qu'avec des télescopes cosmiques calibrés, les amas lentilles vont offrir un accès aux sources les plus faibles de l'époque de la réionisation qui sont les candidats favoris pour avoir une fraction d'échappement élevée de rayonnements ionisants.

Le projet SKA (*Square Kilometre Array*) permettra, quant à lui, d'ajouter de nouvelles contraintes dans le domaine radio, d'autant plus que les relevés du ciel SKA vont aussi permettre de trouver plus d'amas de galaxies lentille forte à très haut redshifts (jusqu'à z$\sim$5). Ce n'est pas le seul relevé du ciel qui va permettre de trouver des lentilles. En effet, le satellite

Euclid va être lancé vers 2022 et on s'attend à observer des milliers de groupes ou amas de galaxies qui montreront des arcs gravitationnels ainsi que des centaines d'amas massifs ressemblant aux amas MACS. Avec ces amas massifs viendront leurs lots d'images multiples et il faudra faire des modèles pour ces amas. On pourra imaginer en se basant sur leur lumière (tracée majoritairement par les étoiles en infra-rouge, bandes YJH) utiliser celle-ci pour créer un modèle préliminaire d'amas, ensuite y ajuster des potentiels paramétriques et à l'aide de la méthode du χ^2 des SED (sur toutes les bandes u, g, r, ,i ,z ,Y ,J ,H) détecter automatiquement les images multiples. En développant des techniques automatiques de modélisation d'amas lentilles en régime fort on pourra relever le défi des observations d'Euclid. Le grand nombre d'amas lentilles qui sera détecté permettra d'étudier leurs propriétés en fonctions de la masse, du redshift, de leur richesse et ouvrira une nouvelle porte vers la statistique des amas lentilles.

Bibliographie

G. O. Abell. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. *ApJS*, 3 :211, May 1958. doi : 10.1086/190036.

G. O. Abell, H. G. Corwin, Jr., and R. P. Olowin. A catalog of rich clusters of galaxies. *ApJS*, 70 :1–138, May 1989. doi : 10.1086/191333.

R. G. Abraham, S. van den Bergh, and P. Nair. A New Approach to Galaxy Morphology. I. Analysis of the Sloan Digital Sky Survey Early Data Release. *ApJ*, 588 :218–229, May 2003. doi : 10.1086/373919.

A. Acebron, E. Jullo, M. Limousin, A. Tilquin, C. Giocoli, M. Jauzac, G. Mahler, and J. Richard. Hubble Frontier Fields : systematic errors in strong lensing models of galaxy clusters - implications for cosmography. *MNRAS*, 470 :1809–1825, September 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1330.

M. Akhlaghi and T. Ichikawa. Noise-based Detection and Segmentation of Nebulous Objects. *ApJS*, 220 :1, September 2015. doi : 10.1088/0067-0049/220/1/1.

S. Alam, F. D. Albareti, C. Allende Prieto, F. Anders, S. F. Anderson, T. Anderton, B. H. Andrews, E. Armengaud, É. Aubourg, S. Bailey, and et al. The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey : Final Data from SDSS-III. *ApJS*, 219 :12, July 2015. doi : 10.1088/0067-0049/219/1/12.

C. Alard. Automated detection of gravitational arcs. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2006.

A. Alavi, B. Siana, J. Richard, M. Rafelski, M. Jauzac, M. Limousin, W. R. Freeman, C. Scarlata, B. Robertson, D. P. Stark, H. I. Teplitz, and V. Desai. The Evolution of the Faint End of the UV Luminosity Function during the Peak Epoch of Star Formation ($1 < z < 3$). *ApJ*, 832 : 56, November 2016. doi : 10.3847/0004-637X/832/1/56.

L. Altamirano-Dévora, T. Miyaji, H. Aceves, A. Castro, R. Cañas, and F. Tamayo. Halo Occupation Distributions of Moderate X-ray AGNs formed through Major and Minor Mergers in a Λ-CDM Cosmology. *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 52 :11–20, April 2016.

S. Amodeo, S. Mei, S. A. Stanford, J. G. Bartlett, J.-B. Melin, C. R. Lawrence, R.-R. Chary, H. Shim, F. Marleau, and D. Stern. Calibrating the Planck Cluster Mass Scale with Cluster Velocity Dispersions. *ArXiv e-prints*, April 2017.

M. Arnaud, E. Pointecouteau, and G. W. Pratt. Calibration of the galaxy cluster M{500}-Y{X} relation with XMM-Newton. *A&A*, 474 :L37–L40, November 2007. doi : 10.1051/0004-6361: 20078541.

H. Atek, J. Richard, J.-P. Kneib, B. Clement, E. Egami, H. Ebeling, M. Jauzac, E. Jullo, N. Laporte, M. Limousin, and P. Natarajan. Probing the z > 6 Universe with the First Hubble Frontier Fields Cluster A2744. *ApJ*, 786 :60, May 2014. doi : 10.1088/0004-637X/786/1/60.

H. Atek, J. Richard, M. Jauzac, J.-P. Kneib, P. Natarajan, M. Limousin, D. Schaerer, E. Jullo, H. Ebeling, E. Egami, and B. Clement. Are Ultra-faint Galaxies at z = 6-8 Responsible for Cosmic Reionization ? Combined Constraints from the Hubble Frontier Fields Clusters and Parallels. *ApJ*, 814 :69, November 2015. doi : 10.1088/0004-637X/814/1/69.

N. A. Bahcall and A. Kulier. Tracing mass and light in the Universe : where is the dark matter ? *MNRAS*, 439 :2505–2514, April 2014. doi : 10.1093/mnras/stu107.

I. K. Baldry, M. Alpaslan, A. E. Bauer, J. Bland-Hawthorn, S. Brough, M. E. Cluver, S. M. Croom, L. J. M. Davies, S. P. Driver, M. L. P. Gunawardhana, B. W. Holwerda, A. M. Hopkins, L. S. Kelvin, J. Liske, Á. R. López-Sánchez, J. Loveday, P. Norberg, J. Peacock, A. S. G. Robotham, and E. N. Taylor. Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : AUTOZ spectral redshift measurements, confidence and errors. *MNRAS*, 441 :2440–2451, July 2014. doi : 10.1093/mnras/stu727.

M. Bartelmann, R. Narayan, S. Seitz, and P. Schneider. Maximum-likelihood Cluster Reconstruction. *ApJ*, 464 :L115, June 1996. doi : 10.1086/310114.

A. H. Bauer, C. Baltay, N. Ellman, J. Jerke, D. Rabinowitz, and R. Scalzo. The Mass-Richness Relation of MaxBCG Clusters from Quasar Lensing Magnification Using Variability. *ApJ*, 749 :56, April 2012. doi : 10.1088/0004-637X/749/1/56.

E. Bertin. Automatic Astrometric and Photometric Calibration with SCAMP. In C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, and S. Enrique, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, volume 351 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 112, July 2006.

E. Bertin and S. Arnouts. SExtractor : Software for source extraction. *A&AS*, 117 :393–404, June 1996. doi : 10.1051/aas:1996164.

E. Bertin, Y. Mellier, M. Radovich, G. Missonnier, P. Didelon, and B. Morin. The TERAPIX Pipeline. In D. A. Bohlender, D. Durand, and T. H. Handley, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, volume 281 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 228, 2002.

D. Bina, R. Pelló, J. Richard, J. Lewis, V. Patrício, S. Cantalupo, E. C. Herenz, K. Soto, P. M. Weilbacher, R. Bacon, J. D. R. Vernet, L. Wisotzki, B. Clément, J. G. Cuby, D. J. Lagattuta, G. Soucail, and A. Verhamme. MUSE observations of the lensing cluster Abell 1689. *A&A*, 590 :A14, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527913.

B. Binggeli. The shape and orientation of clusters of galaxies. *A&A*, 107 :338–349, March 1982.

J. Binney and S. Tremaine. *Galactic dynamics*. 1987.

L. E. Bleem, B. Stalder, T. de Haan, K. A. Aird, S. W. Allen, D. E. Applegate, M. L. N. Ashby, M. Bautz, M. Bayliss, B. A. Benson, S. Bocquet, M. Brodwin, J. E. Carlstrom, C. L. Chang, I. Chiu, H. M. Cho, A. Clocchiatti, T. M. Crawford, A. T. Crites, S. Desai, J. P. Dietrich, M. A. Dobbs, R. J. Foley, W. R. Forman, E. M. George, M. D. Gladders, A. H. Gonzalez, N. W. Halverson, C. Hennig, H. Hoekstra, G. P. Holder, W. L. Holzapfel, J. D. Hrubes, C. Jones, R. Keisler, L. Knox, A. T. Lee, E. M. Leitch, J. Liu, M. Lueker, D. Luong-Van, A. Mantz, D. P. Marrone, M. McDonald, J. J. McMahon, S. S. Meyer, L. Mocanu, J. J. Mohr, S. S. Murray, S. Padin, C. Pryke, C. L. Reichardt, A. Rest, J. Ruel, J. E. Ruhl, B. R. Saliwanchik, A. Saro, J. T. Sayre, K. K. Schaffer, T. Schrabback, E. Shirokoff, J. Song, H. G. Spieler, S. A. Stanford, Z. Staniszewski, A. A. Stark, K. T. Story, C. W. Stubbs, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, A. Vikhlinin, R. Williamson, O. Zahn, and A. Zenteno. Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey. *ApJS*, 216 :27, February 2015. doi : 10.1088/0067-0049/216/2/27.

H. Boehringer and N. Werner. X-ray Spectroscopy of Galaxy Clusters. *ArXiv e-prints*, July 2009.

C. R. Bom, M. Makler, M. P. Albuquerque, and C. H. Brandt. A neural network gravitational arc finder based on the Mediatrix filamentation method. *A&A*, 597 :A135, January 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629159.

W. Boschin, M. Girardi, M. Spolaor, and R. Barrena. Internal dynamics of the radio halo cluster Abell 2744. *A&A*, 449 :461–474, April 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054408.

H. Bourdin, P. Mazzotta, M. Markevitch, S. Giacintucci, and G. Brunetti. Shock Heating of the Merging Galaxy Cluster A521. *ApJ*, 764 :82, February 2013. doi : 10.1088/0004-637X/764/1/82.

M. Bradač, T. Treu, D. Applegate, A. H. Gonzalez, D. Clowe, W. Forman, C. Jones, P. Marshall, P. Schneider, and D. Zaritsky. Focusing Cosmic Telescopes : Exploring Redshift z ˜ 5-6 Galaxies with the Bullet Cluster 1E0657 - 56. *ApJ*, 706 :1201–1212, December 2009. doi : 10.1088/0004-637X/706/2/1201.

T. G. Brainerd, R. D. Blandford, and I. Smail. Weak Gravitational Lensing by Galaxies. *ApJ*, 466 :623, August 1996. doi : 10.1086/177537.

T. Broadhurst, N. Benítez, D. Coe, K. Sharon, K. Zekser, R. White, H. Ford, R. Bouwens, J. Blakeslee, M. Clampin, N. Cross, M. Franx, B. Frye, G. Hartig, G. Illingworth, L. Infante, F. Menanteau, G. Meurer, M. Postman, D. R. Ardila, F. Bartko, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, P. D. Feldman, D. A. Golimowski, T. Goto, C. Gronwall, D. Herranz, B. Holden, N. Homeier, J. E. Krist, M. P. Lesser, A. R. Martel, G. K. Miley, P. Rosati, M. Sirianni, W. B. Sparks, S. Steindling, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, and W. Zheng. Strong-Lensing Analysis of A1689 from Deep Advanced Camera Images. *ApJ*, 621 :53–88, March 2005. doi : 10.1086/426494.

D. A. Buote and C. R. Canizares. X-Ray Constraints on the Intrinsic Shapes and Baryon Fractions of Five Abell Clusters. *ApJ*, 457 :565, February 1996. doi : 10.1086/176753.

R. Cañameras, N. P. H. Nesvadba, D. Guery, T. McKenzie, S. König, G. Petitpas, H. Dole, B. Frye, I. Flores-Cacho, L. Montier, M. Negrello, A. Beelen, F. Boone, D. Dicken, G. Lagache, E. Le Floc'h, B. Altieri, M. Béthermin, R. Chary, G. de Zotti, M. Giard, R. Kneissl, M. Krips, S. Malhotra, C. Martinache, A. Omont, E. Pointecouteau, J.-L. Puget, D. Scott, G. Soucail, I. Valtchanov, N. Welikala, and L. Yan. Planck's dusty GEMS : The brightest gravitationally lensed galaxies discovered with the Planck all-sky survey. *A&A*, 581 :A105, September 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425128.

K. Cahill. The eras of radiation, matter, and dark energy : new information from the Planck Collaboration. *ArXiv e-prints*, June 2016.

J. E. Carlstrom, G. P. Holder, and E. D. Reese. Cosmology with the Sunyaev-Zel'dovich Effect. *ARA&A*, 40 :643–680, 2002. doi : 10.1146/annurev.astro.40.060401.093803.

D. Carter and N. Metcalfe. The morphology of clusters of galaxies. *MNRAS*, 191 :325–337, May 1980. doi : 10.1093/mnras/191.2.325.

M. Castellano, R. Amorín, E. Merlin, A. Fontana, R. J. McLure, E. Mármol-Queraltó, A. Mortlock, S. Parsa, J. S. Dunlop, D. Elbaz, I. Balestra, A. Boucaud, N. Bourne, K. Boutsia, G. Brammer, V. A. Bruce, F. Buitrago, P. Capak, N. Cappelluti, L. Ciesla, A. Comastri, F. Cullen, S. Derriere, S. M. Faber, E. Giallongo, A. Grazian, C. Grillo, A. Mercurio, M. J. Michałowski, M. Nonino, D. Paris, L. Pentericci, S. Pilo, P. Rosati, P. Santini, C. Schreiber, X. Shu, and T. Wang. The ASTRODEEP Frontier Fields catalogues. II. Photometric redshifts and rest frame properties in Abell-2744 and MACS-J0416. *A&A*, 590 :A31, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527514.

P. Cerulo, W. J. Couch, C. Lidman, R. Demarco, M. Huertas-Company, S. Mei, R. Sánchez-Janssen, L. F. Barrientos, and R. P. Muñoz. The Morphological Transformation of Red Sequence Galaxies in Clusters since $z \sim 1$. *ArXiv e-prints*, July 2017.

K. Chang and S. Refsdal. Flux variations of QSO 0957+561 A, B and image splitting by stars near the light path. *Nature*, 282 :561–564, December 1979. doi : 10.1038/282561a0.

G. Chirivì, S. H. Suyu, C. Grillo, A. Halkola, I. Balestra, G. B. Caminha, A. Mercurio, and P. Rosati. MACS J0416.1-2403 : Impact of line-of-sight structures on strong gravitational lensing modelling of galaxy clusters. *ArXiv e-prints*, June 2017.

D. Clowe, M. Bradač, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *ApJ*, 648 :L109–L113, September 2006. doi : 10.1086/508162.

D. Coe, E. Fuselier, N. Benítez, T. Broadhurst, B. Frye, and H. Ford. LensPerfect : Gravitational Lens Mass Map Reconstructions Yielding Exact Reproduction of All Multiple Images. *ApJ*, 681 :814-830, July 2008. doi : 10.1086/588250.

D. Coe, N. Benítez, T. Broadhurst, and L. A. Moustakas. A High-resolution Mass Map of Galaxy Cluster Substructure : LensPerfect Analysis of A1689. *ApJ*, 723 :1678–1702, November 2010. doi : 10.1088/0004-637X/723/2/1678.

D. Coe, A. Zitrin, M. Carrasco, X. Shu, W. Zheng, M. Postman, L. Bradley, A. Koekemoer, R. Bouwens, T. Broadhurst, A. Monna, O. Host, L. A. Moustakas, H. Ford, J. Moustakas, A. van der Wel, M. Donahue, S. A. Rodney, N. Benítez, S. Jouvel, S. Seitz, D. D. Kelson, and P. Rosati. CLASH : Three Strongly Lensed Images of a Candidate z 11 Galaxy. *ApJ*, 762 : 32, January 2013. doi : 10.1088/0004-637X/762/1/32.

T. E. Collett, E. Buckley-Geer, H. Lin, D. Bacon, R. C. Nichol, B. Nord, X. Morice-Atkinson, A. Amara, S. Birrer, N. Kuropatkin, A. More, C. Papovich, K. K. Romer, N. Tessore, T. M. C. Abbott, S. Allam, J. Annis, A. Benoit-Lévy, D. Brooks, D. L. Burke, M. Carrasco Kind, F. J. J. Castander, C. B. D'Andrea, L. N. da Costa, S. Desai, H. T. Diehl, P. Doel, T. F. Eifler, B. Flaugher, J. Frieman, D. W. Gerdes, D. A. Goldstein, D. Gruen, J. Gschwend, G. Gutierrez, D. J. James, K. Kuehn, S. Kuhlmann, O. Lahav, T. S. Li, M. Lima, M. A. G. Maia, M. March, J. L. Marshall, P. Martini, P. Melchior, R. Miquel, A. A. Plazas, E. S. Rykoff, E. Sanchez, V. Scarpine, R. Schindler, M. Schubnell, I. Sevilla-Noarbe, M. Smith, F. Sobreira, E. Suchyta, M. E. C. Swanson, G. Tarle, D. L. Tucker, and A. R. Walker. Core or cusps : The central dark matter profile of a redshift one strong lensing cluster with a bright central image. *ArXiv e-prints*, March 2017.

W. J. Couch and E. B. Newell. Distant clusters of galaxies. I - Uniform photometry of 14 rich clusters. *ApJS*, 56 :143–192, September 1984. doi : 10.1086/190979.

M. Dessauges-Zavadsky, M. Zamojski, W. Rujopakarn, J. Richard, P. Sklias, D. Schaerer, F. Combes, H. Ebeling, T. D. Rawle, E. Egami, F. Boone, B. Clément, J.-P. Kneib, K. Nyland, and G. Walth. Molecular gas properties of a lensed star-forming galaxy at z˜3.6 : a case study. *ArXiv e-prints*, October 2016.

J. M. Diego, H. B. Sandvik, P. Protopapas, M. Tegmark, N. Benítez, and T. Broadhurst. Non-parametric mass reconstruction of A1689 from strong lensing data with the Strong Lensing

Analysis Package. *MNRAS*, 362 :1247–1258, October 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09372.x.

J. M. Diego, T. Broadhurst, S. M. Molnar, D. Lam, and J. Lim. Free-form lensing implications for the collision of dark matter and gas in the frontier fields cluster MACS J0416.1-2403. *MNRAS*, 447 :3130–3149, March 2015a. doi : 10.1093/mnras/stu2660.

J. M. Diego, T. Broadhurst, A. Zitrin, D. Lam, J. Lim, H. C. Ford, and W. Zheng. Hubble Frontier Field free-form mass mapping of the massive multiple-merging cluster MACSJ0717.5+3745. *MNRAS*, 451 :3920–3932, August 2015b. doi : 10.1093/mnras/stv1168.

J. M. Diego, T. Broadhurst, J. Wong, J. Silk, J. Lim, W. Zheng, D. Lam, and H. Ford. A free-form mass model of the Hubble Frontier Fields cluster AS1063 (RXC J2248.7-4431) with over one hundred constraints. *MNRAS*, 459 :3447–3459, July 2016. doi : 10.1093/mnras/stw865.

J. Dubessy, G. Lecointre, and J. Bouveresse. *Intrusions spiritualistes et impostures intellectuelles en sciences : Actes du colloque, 29 septembre 2000*. Syllepse, 2001. ISBN 9782913165670. URL https://books.google.fr/books?id=z0pdAAAACAAJ.

H. Ebeling, A. C. Edge, and J. P. Henry. MACS : A Quest for the Most Massive Galaxy Clusters in the Universe. *ApJ*, 553 :668–676, June 2001. doi : 10.1086/320958.

A. S. Eddington. The Deflection of Light during a Solar Eclipse. *Nature*, 104 :372, December 1919. doi : 10.1038/104372c0.

A. Einstein. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science*, 84 :506–507, December 1936. doi : 10.1126/science.84.2188.506.

Á. Elíasdóttir, M. Limousin, J. Richard, J. Hjorth, J.-P. Kneib, P. Natarajan, K. Pedersen, E. Jullo, and D. Paraficz. Where is the matter in the Merging Cluster Abell 2218 ? *ArXiv e-prints*, October 2007.

A. K. D. Evans and S. Bridle. A Detection of Dark Matter Halo Ellipticity using Galaxy Cluster Lensing in the SDSS. *ApJ*, 695 :1446–1456, April 2009. doi : 10.1088/0004-637X/695/2/1446.

S. M. Faber and R. E. Jackson. Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *ApJ*, 204 :668–683, March 1976. doi : 10.1086/154215.

D. Fabricant, G. Rybicki, and P. Gorenstein. X-ray measurements of the nonspherical mass distribution in the cluster of galaxies A2256. *ApJ*, 286 :186–195, November 1984. doi : 10.1086/162586.

C. Firmani, E. D'Onghia, V. Avila-Reese, G. Chincarini, and X. Hernández. Evidence of self-interacting cold dark matter from galactic to galaxy cluster scales. *MNRAS*, 315 :L29–L32, July 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03555.x.

D. J. Fixsen. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, 707 :916–920, December 2009. doi : 10.1088/0004-637X/707/2/916.

M. K. Florian, M. D. Gladders, N. Li, and K. Sharon. The Gini Coefficient as a Tool for Image Family Idenitification in Strong Lensing Systems with Multiple Images. *ApJ*, 816 :L23, January 2016a. doi : 10.3847/2041-8205/816/2/L23.

M. K. Florian, N. Li, and M. D. Gladders. The Gini Coefficient as a Morphological Measurement of Strongly Lensed Galaxies in the Image Plane. *ApJ*, 832 :168, December 2016b. doi : 10.3847/0004-637X/832/2/168.

K. A. Frank, J. R. Peterson, K. Andersson, A. C. Fabian, and J. S. Sanders. Characterization of Intracluster Medium Temperature Distributions of 62 Galaxy Clusters with XMM-Newton. *ApJ*, 764 :46, February 2013. doi : 10.1088/0004-637X/764/1/46.

H. Fu, E. Jullo, A. Cooray, R. S. Bussmann, R. J. Ivison, I. Pérez-Fournon, S. G. Djorgovski, N. Scoville, L. Yan, D. A. Riechers, J. Aguirre, R. Auld, M. Baes, A. J. Baker, M. Bradford, A. Cava, D. L. Clements, H. Dannerbauer, A. Dariush, G. De Zotti, H. Dole, L. Dunne, S. Dye, S. Eales, D. Frayer, R. Gavazzi, M. Gurwell, A. I. Harris, D. Herranz, R. Hopwood, C. Hoyos, E. Ibar, M. J. Jarvis, S. Kim, L. Leeuw, R. Lupu, S. Maddox, P. Martínez-Navajas, M. J. Michałowski, M. Negrello, A. Omont, M. Rosenman, D. Scott, S. Serjeant, I. Smail, A. M. Swinbank, E. Valiante, A. Verma, J. Vieira, J. L. Wardlow, and P. van der Werf. A Comprehensive View of a Strongly Lensed Planck-Associated Submillimeter Galaxy. *ApJ*, 753 :134, July 2012. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/134.

Edward J. Fuselier. Improved stability estimates and a characterization of the native space for matrix-valued rbfs. *Advances in Computational Mathematics*, 29(3) :269–290, Oct 2008. ISSN 1572-9044. doi : 10.1007/s10444-007-9046-3. URL http://dx.doi.org/10.1007/s10444-007-9046-3.

R. Gavazzi, T. Treu, J. D. Rhodes, L. V. E. Koopmans, A. S. Bolton, S. Burles, R. J. Massey, and L. A. Moustakas. The Sloan Lens ACS Survey. IV. The Mass Density Profile of Early-Type Galaxies out to 100 Effective Radii. *ApJ*, 667 :176–190, September 2007. doi : 10.1086/519237.

D. Gifford, C. Miller, and N. Kern. A Systematic Analysis of Caustic Methods for Galaxy Cluster Masses. *ApJ*, 773 :116, August 2013. doi : 10.1088/0004-637X/773/2/116.

M. Girardi, S. Borgani, G. Giuricin, F. Mardirossian, and M. Mezzetti. The Observational Mass Function of Nearby Galaxy Clusters. *ApJ*, 506 :45–52, October 1998. doi : 10.1086/306252.

M. D. Gladders, O. López-Cruz, H. K. C. Yee, and T. Kodama. The Slope of the Cluster Elliptical Red Sequence : A Probe of Cluster Evolution. *ApJ*, 501 :571–577, July 1998. doi : 10.1086/305858.

O. Y. Gnedin, A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, and D. Nagai. Response of Dark Matter Halos to Condensation of Baryons : Cosmological Simulations and Improved Adiabatic Contraction Model. *ApJ*, 616 :16–26, November 2004. doi : 10.1086/424914.

C. Grillo, S. H. Suyu, P. Rosati, A. Mercurio, I. Balestra, E. Munari, M. Nonino, G. B. Caminha, M. Lombardi, G. De Lucia, S. Borgani, R. Gobat, A. Biviano, M. Girardi, K. Umetsu, D. Coe, A. M. Koekemoer, M. Postman, A. Zitrin, A. Halkola, T. Broadhurst, B. Sartoris, V. Presotto, M. Annunziatella, C. Maier, A. Fritz, E. Vanzella, and B. Frye. CLASH-VLT : Insights on the Mass Substructures in the Frontier Fields Cluster MACS J0416.1-2403 through Accurate Strong Lens Modeling. *ApJ*, 800 :38, February 2015. doi : 10.1088/0004-637X/800/1/38.

H. Guo, Z. Zheng, P. S. Behroozi, I. Zehavi, C.-H. Chuang, J. Comparat, G. Favole, S. Gottloeber, A. Klypin, F. Prada, S. A. Rodríguez-Torres, D. H. Weinberg, and G. Yepes. Modelling galaxy clustering : halo occupation distribution versus subhalo matching. *MNRAS*, 459 : 3040–3058, July 2016. doi : 10.1093/mnras/stw845.

N. Gupta, A. Saro, J. Mohr, K. Dolag, and J. Liu. SZE Observables, Pressure Profiles and Center Offsets in Magneticum Simulation Galaxy Clusters. *ArXiv e-prints*, December 2016.

S. D. J. Gwyn. The Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey : Stacked Images and Catalogs. *AJ*, 143 :38, February 2012. doi : 10.1088/0004-6256/143/2/38.

A. Halkola, S. Seitz, and M. Pannella. Parametric strong gravitational lensing analysis of Abell 1689. *MNRAS*, 372 :1425–1462, November 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10948.x.

J. Hao, B. P. Koester, T. A. Mckay, E. S. Rykoff, E. Rozo, A. Evrard, J. Annis, M. Becker, M. Busha, D. Gerdes, D. E. Johnston, E. Sheldon, and R. H. Wechsler. Precision Measurements of the Cluster Red Sequence Using an Error-Corrected Gaussian Mixture Model. *ApJ*, 702 :745–758, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/702/1/745.

D. Harvey, A. Robertson, R. Massey, and J.-P. Kneib. Looking for dark matter trails in colliding galaxy clusters. *MNRAS*, 464 :3991–3997, February 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2671.

J. Heisler, S. Tremaine, and J. N. Bahcall. Estimating the masses of galaxy groups - Alternatives to the virial theorem. *ApJ*, 298 :8–17, November 1985. doi : 10.1086/163584.

H. Hoekstra, H. K. C. Yee, and M. D. Gladders. Constraints on Ω_m and σ_8 from Weak Lensing in Red-Sequence Cluster Survey Fields. *ApJ*, 577 :595–603, October 2002. doi : 10.1086/342120.

K. Horne. An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *PASP*, 98 :609–617, June 1986. doi : 10.1086/131801.

M. Ishigaki, R. Kawamata, M. Ouchi, M. Oguri, K. Shimasaku, and Y. Ono. Hubble Frontier Fields First Complete Cluster Data : Faint Galaxies at z ˜ 5-10 for UV Luminosity Functions and Cosmic Reionization. *ApJ*, 799 :12, January 2015. doi : 10.1088/0004-637X/799/1/12.

W. Jaffe. A simple model for the distribution of light in spherical galaxies. *MNRAS*, 202 : 995–999, March 1983. doi : 10.1093/mnras/202.4.995.

M. Jauzac, E. Jullo, J.-P. Kneib, H. Ebeling, A. Leauthaud, C.-J. Ma, M. Limousin, R. Massey, and J. Richard. A weak lensing mass reconstruction of the large-scale filament feeding the massive galaxy cluster MACS J0717.5+3745. *MNRAS*, 426 :3369–3384, November 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21966.x.

M. Jauzac, B. Clément, M. Limousin, J. Richard, E. Jullo, H. Ebeling, H. Atek, J.-P. Kneib, K. Knowles, P. Natarajan, D. Eckert, E. Egami, R. Massey, and M. Rexroth. Hubble Frontier Fields : a high-precision strong-lensing analysis of galaxy cluster MACSJ0416.1-2403 using 200 multiple images. *MNRAS*, 443 :1549–1554, September 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1355.

M. Jauzac, J. Richard, E. Jullo, B. Clément, M. Limousin, J.-P. Kneib, H. Ebeling, P. Natarajan, S. Rodney, H. Atek, R. Massey, D. Eckert, E. Egami, and M. Rexroth. Hubble Frontier Fields : a high-precision strong-lensing analysis of the massive galaxy cluster Abell 2744 using 180 multiple images. *MNRAS*, 452 :1437–1446, September 2015. doi : 10.1093/mnras/stv1402.

M. Jauzac, D. Eckert, J. Schwinn, D. Harvey, C. M. Baugh, A. Robertson, S. Bose, R. Massey, M. Owers, H. Ebeling, H. Y. Shan, E. Jullo, J.-P. Kneib, J. Richard, H. Atek, B. Clément, E. Egami, H. Israel, K. Knowles, M. Limousin, P. Natarajan, M. Rexroth, P. Taylor, and C. Tchernin. The Extraordinary Amount of Substructure in the Hubble Frontier Fields Cluster Abell 2744. *MNRAS*, September 2016a. doi : 10.1093/mnras/stw2251.

M. Jauzac, D. Eckert, J. Schwinn, D. Harvey, C. M. Baugh, A. Robertson, S. Bose, R. Massey, M. Owers, H. Ebeling, H. Y. Shan, E. Jullo, J.-P. Kneib, J. Richard, H. Atek, B. Clément, E. Egami, H. Israel, K. Knowles, M. Limousin, P. Natarajan, M. Rexroth, P. Taylor, and C. Tchernin. The Extraordinary Amount of Substructure in the Hubble Frontier Fields Cluster Abell 2744. *MNRAS*, September 2016b. doi : 10.1093/mnras/stw2251.

M. Jauzac, J. Richard, M. Limousin, K. Knowles, G. Mahler, G. P. Smith, J.-P. Kneib, E. Jullo, P. Natarajan, H. Ebeling, H. Atek, B. Clément, D. Eckert, E. Egami, R. Massey, and M. Rexroth. Hubble Frontier Fields : predictions for the return of SN Refsdal with the MUSE and GMOS spectrographs. *MNRAS*, 457 :2029–2042, April 2016c. doi : 10.1093/mnras/stw069.

T. L. Johnson and K. Sharon. The systematics of strong lens modeling quantified : the effects of constraint selection and redshift information on magnification, mass, and multiple image predictability. *ArXiv e-prints*, August 2016.

T. L. Johnson, K. Sharon, M. B. Bayliss, M. D. Gladders, D. Coe, and H. Ebeling. Lens Models and Magnification Maps of the Six Hubble Frontier Fields Clusters. *ApJ*, 797 :48, December 2014. doi : 10.1088/0004-637X/797/1/48.

T. L. Johnson, K. Sharon, M. D. Gladders, J. R. Rigby, M. B. Bayliss, E. Wuyts, K. E. Whitaker, M. Florian, and K. T. Murray. Star Formation at z=2.481 in the Lensed Galaxy SDSS J1110+6459. I. Lens Modeling and Source Reconstruction. *ApJ*, 843 :78, July 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa7756.

I. Jorgensen, M. Franx, and P. Kjaergaard. The Fundamental Plane for cluster E and S0 galaxies. *MNRAS*, 280 :167–185, May 1996. doi : 10.1093/mnras/280.1.167.

R. Joseph, F. Courbin, and J.-L. Starck. Multi-band morpho-Spectral Component Analysis Deblending Tool (MuSCADeT) : Deblending colourful objects. *A&A*, 589 :A2, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527923.

E. Jullo and J.-P. Kneib. Multiscale cluster lens mass mapping - I. Strong lensing modelling. *MNRAS*, 395 :1319–1332, May 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14654.x.

E. Jullo, J.-P. Kneib, M. Limousin, Á. Elíasdóttir, P. J. Marshall, and T. Verdugo. A Bayesian approach to strong lensing modelling of galaxy clusters. *New Journal of Physics*, 9 :447, December 2007. doi : 10.1088/1367-2630/9/12/447.

E. Jullo, P. Natarajan, J.-P. Kneib, A. D'Aloisio, M. Limousin, J. Richard, and C. Schimd. Cosmological Constraints from Strong Gravitational Lensing in Clusters of Galaxies. *Science*, 329 :924–927, August 2010. doi : 10.1126/science.1185759.

W. Kapferer, T. Kronberger, J. Weratschnig, S. Schindler, W. Domainko, E. van Kampen, S. Kimeswenger, M. Mair, and M. Ruffert. Metal enrichment of the intra-cluster medium over a Hubble time for merging and relaxed galaxy clusters. *A&A*, 466 :813–821, May 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066804.

G. Kauffmann and S. Charlot. Chemical enrichment and the origin of the colour-magnitude relation of elliptical galaxies in a hierarchical merger model. *MNRAS*, 294 :705, March 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01322.x.

H. Kawahara. The Axis Ratio Distribution of X-ray Clusters Observed by XMM-Newton. *ApJ*, 719 :1926–1931, August 2010. doi : 10.1088/0004-637X/719/2/1926.

R. Kawamata, M. Ishigaki, K. Shimasaku, M. Oguri, and M. Ouchi. The Sizes of z 6-8 Lensed Galaxies from the Hubble Frontier Fields Abell 2744 Data. *ApJ*, 804 :103, May 2015. doi : 10.1088/0004-637X/804/2/103.

R. Kawamata, M. Oguri, M. Ishigaki, K. Shimasaku, and M. Ouchi. Precise Strong Lensing Mass Modeling of Four Hubble Frontier Field Clusters and a Sample of Magnified High-redshift Galaxies. *ApJ*, 819 :114, March 2016. doi : 10.3847/0004-637X/819/2/114.

C. R. Keeton. A Catalog of Mass Models for Gravitational Lensing. *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 2001.

J. P. Kneib, Y. Mellier, B. Fort, and G. Mathez. The Distribution of Dark Matter in Distant Cluster Lenses - Modelling A :370. *A&A*, 273 :367, June 1993.

J.-P. Kneib, R. S. Ellis, I. Smail, W. J. Couch, and R. M. Sharples. Hubble Space Telescope Observations of the Lensing Cluster Abell 2218. *ApJ*, 471 :643, November 1996. doi : 10.1086/177995.

Jean-Paul Kneib and Priyamvada Natarajan. Cluster lenses. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 19(1) :47, 2011. ISSN 0935-4956. doi : 10.1007/s00159-011-0047-3. URL http://adsabs.harvard.edu/abs/2011A%26ARv..19...47K.

T. Kodama and N. Arimoto. Origin of the colour-magnitude relation of elliptical galaxies. *A&A*, 320 :41–53, April 1997.

B. P. Koester, T. A. McKay, J. Annis, R. H. Wechsler, A. Evrard, L. Bleem, M. Becker, D. Johnston, E. Sheldon, R. Nichol, C. Miller, R. Scranton, N. Bahcall, J. Barentine, H. Brewington, J. Brinkmann, M. Harvanek, S. Kleinman, J. Krzesinski, D. Long, A. Nitta, D. P. Schneider, S. Sneddin, W. Voges, and D. York. A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey. *ApJ*, 660 :239–255, May 2007. doi : 10.1086/509599.

L. V. E. Koopmans, A. Bolton, T. Treu, O. Czoske, M. W. Auger, M. Barnabè, S. Vegetti, R. Gavazzi, L. A. Moustakas, and S. Burles. The Structure and Dynamics of Massive Early-Type Galaxies : On Homology, Isothermality, and Isotropy Inside One Effective Radius. *ApJ*, 703 :L51–L54, September 2009. doi : 10.1088/0004-637X/703/1/L51.

A. V. Kravtsov, A. Vikhlinin, and D. Nagai. A New Robust Low-Scatter X-Ray Mass Indicator for Clusters of Galaxies. *ApJ*, 650 :128–136, October 2006. doi : 10.1086/506319.

D. J. Lagattuta, J. Richard, B. Clément, G. Mahler, V. Patrício, R. Pelló, G. Soucail, K. B. Schmidt, L. Wisotzki, J. Martinez, and D. Bina. Lens modelling Abell 370 : crowning the final frontier field with MUSE. *MNRAS*, 469 :3946–3964, August 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1079.

D. Lam, T. Broadhurst, J. M. Diego, J. Lim, D. Coe, H. C. Ford, and W. Zheng. A Rigorous Free-form Lens Model of A2744 to Meet the Hubble Frontier Fields Challenge. *ApJ*, 797 :98, December 2014. doi : 10.1088/0004-637X/797/2/98.

N. Laporte, R. Pelló, D. Schaerer, J. Richard, E. Egami, J. P. Kneib, J. F. Le Borgne, A. Maizy, F. Boone, P. Hudelot, and Y. Mellier. Optical dropout galaxies lensed by the cluster A2667. *A&A*, 531 :A74, July 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015842.

E. T. Lau, D. Nagai, A. V. Kravtsov, A. Vikhlinin, and A. R. Zentner. Constraining Cluster Physics with the Shape of X-Ray Clusters : Comparison of Local X-Ray Clusters Versus ΛCDM Clusters. *ApJ*, 755 :116, August 2012. doi : 10.1088/0004-637X/755/2/116.

A. Leauthaud, R. Massey, J.-P. Kneib, J. Rhodes, D. E. Johnston, P. Capak, C. Heymans, R. S. Ellis, A. M. Koekemoer, O. Le Fèvre, Y. Mellier, A. Réfrégier, A. C. Robin, N. Scoville, L. Tasca, J. E. Taylor, and L. Van Waerbeke. Weak Gravitational Lensing with COSMOS : Galaxy Selection and Shape Measurements. *ApJS*, 172 :219–238, September 2007. doi : 10.1086/516598.

A. Leauthaud, J. Tinker, P. S. Behroozi, M. T. Busha, and R. H. Wechsler. A Theoretical Framework for Combining Techniques that Probe the Link Between Galaxies and Dark Matter. *ApJ*, 738 :45, September 2011. doi : 10.1088/0004-637X/738/1/45.

R. Licitra, S. Mei, A. Raichoor, T. Erben, and H. Hildebrandt. The RedGOLD Cluster Detection Algorithm and its Cluster Candidate Catalogue for the CFHT-LS W1. *ArXiv e-prints*, May 2017.

C. Lidman, G. Iacobuta, A. E. Bauer, L. F. Barrientos, P. Cerulo, W. J. Couch, L. Delaye, R. Demarco, E. Ellingson, A. J. Faloon, D. Gilbank, M. Huertas-Company, S. Mei, J. Meyers, A. Muzzin, A. Noble, J. Nantais, A. Rettura, P. Rosati, R. Sánchez-Janssen, V. Strazzullo, T. M. A. Webb, G. Wilson, R. Yan, and H. K. C. Yee. The importance of major mergers in the build up of stellar mass in brightest cluster galaxies at z = 1. *MNRAS*, 433 :825–837, July 2013. doi : 10.1093/mnras/stt777.

J. Liesenborgs, S. De Rijcke, and H. Dejonghe. A genetic algorithm for the non-parametric inversion of strong lensing systems. *MNRAS*, 367 :1209–1216, April 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10040.x.

M. Limousin, J.-P. Kneib, and P. Natarajan. Constraining the mass distribution of galaxies using galaxy-galaxy lensing in clusters and in the field. *MNRAS*, 356 :309–322, January 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08449.x.

M. Limousin, J. Kneib, and P. Natarajan. Galaxy Galaxy Lensing as a Probe of Galaxy Dark Matter Halos. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2006.

M. Limousin, J. Sommer-Larsen, P. Natarajan, and B. Milvang-Jensen. Probing the Truncation of Galaxy Dark Matter Halos in High-Density Environments from Hydrodynamical N-Body Simulations. *ApJ*, 696 :1771–1779, May 2009. doi : 10.1088/0004-637X/696/2/1771.

M. Limousin, A. Morandi, M. Sereno, M. Meneghetti, S. Ettori, M. Bartelmann, and T. Verdugo. The Three-Dimensional Shapes of Galaxy Clusters. *Space Sci. Rev.*, 177 :155–194, August 2013. doi : 10.1007/s11214-013-9980-y.

M. Limousin, J. Richard, E. Jullo, M. Jauzac, H. Ebeling, M. Bonamigo, A. Alavi, B. Clément, C. Giocoli, J.-P. Kneib, T. Verdugo, P. Natarajan, B. Siana, H. Atek, and M. Rexroth. Strong-lensing analysis of MACS J0717.5+3745 from Hubble Frontier Fields observations : How well can the mass distribution be constrained ? *A&A*, 588 :A99, April 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527638.

R. C. Livermore, T. A. Jones, J. Richard, R. G. Bower, A. M. Swinbank, T.-T. Yuan, A. C. Edge, R. S. Ellis, L. J. Kewley, I. Smail, K. E. K. Coppin, and H. Ebeling. Resolved spectroscopy of gravitationally lensed galaxies : global dynamics and star-forming clumps on 100 pc scales at $1 < z < 4$. *MNRAS*, 450 :1812–1835, June 2015. doi : 10.1093/mnras/stv686.

R. C. Livermore, S. L. Finkelstein, and J. M. Lotz. Directly Observing the Galaxies Likely Responsible for Reionization. *ApJ*, 835 :113, February 2017. doi : 10.3847/1538-4357/835/2/113.

J. M. Lotz, A. Koekemoer, D. Coe, N. Grogin, P. Capak, J. Mack, J. Anderson, R. Avila, E. A. Barker, D. Borncamp, G. Brammer, M. Durbin, H. Gunning, B. Hilbert, H. Jenkner, H. Khandrika, Z. Levay, R. A. Lucas, J. MacKenty, S. Ogaz, B. Porterfield, N. Reid, M. Robberto, P. Royle, L. J. Smith, L. J. Storrie-Lombardi, B. Sunnquist, J. Surace, D. C. Taylor, R. Williams, J. Bullock, M. Dickinson, S. Finkelstein, P. Natarajan, J. Richard, B. Robertson, J. Tumlinson, A. Zitrin, K. Flanagan, K. Sembach, B. T. Soifer, and M. Mountain. The Frontier Fields : Survey Design and Initial Results. *ApJ*, 837 :97, March 2017. doi : 10.3847/1538-4357/837/1/97.

T. P. MacKenzie, D. Scott, I. Smail, E. L. Chapin, S. C. Chapman, A. Conley, A. Cooray, J. S. Dunlop, D. Farrah, M. Fich, A. G. Gibb, W. S. Holland, R. J. Ivison, T. Jenness, J.-P. Kneib, G. Marsden, J. Richard, E. I. Robson, I. Valtchanov, and J. L. Wardlow. Disentangling a group of lensed submm galaxies at z 2.9. *MNRAS*, 445 :201–212, November 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1623.

G. Mahler, J. Richard, B. Clément, D. Lagattuta, K. Schmidt, V. Patrício, G. Soucail, R. Bacon, R. Pello, R. Bouwens, M. Maseda, J. Martinez, M. Carollo, H. Inami, F. Leclercq, and L. Wisotzki. Strong lensing analysis of Abell 2744 with MUSE and Hubble Frontier Fields images. *ArXiv e-prints*, February 2017.

R. Mandelbaum, U. Seljak, G. Kauffmann, C. M. Hirata, and J. Brinkmann. Galaxy halo masses and satellite fractions from galaxy-galaxy lensing in the Sloan Digital Sky Survey : stellar mass, luminosity, morphology and environment dependencies. *MNRAS*, 368 :715–731, May 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10156.x.

M. Markevitch. Chandra Observation of the Most Interesting Cluster in the Universe. In A. Wilson, editor, *The X-ray Universe 2005*, volume 604 of *ESA Special Publication*, page 723, January 2006.

M. Markevitch, A. H. Gonzalez, D. Clowe, A. Vikhlinin, W. Forman, C. Jones, S. Murray, and W. Tucker. Direct Constraints on the Dark Matter Self-Interaction Cross Section from the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56. *ApJ*, 606 :819–824, May 2004. doi : 10.1086/383178.

A. Marshack. *Notation dans les gravures du paléolithique supérieur : nouvelles méthodes*

d'analyse. Bordeaux (Université. Institut de préhistoire). Mémoire. Delmas, 1970. URL https://books.google.fr/books?id=7AP9OgAACAAJ.

C. A. Mason, T. Treu, K. B. Schmidt, T. E. Collett, M. Trenti, P. J. Marshall, R. Barone-Nugent, L. D. Bradley, M. Stiavelli, and S. Wyithe. Correcting the z 8 Galaxy Luminosity Function for Gravitational Lensing Magnification Bias. *ApJ*, 805 :79, May 2015. doi : 10.1088/0004-637X/805/1/79.

R. Massey, L. Williams, R. Smit, M. Swinbank, T. D. Kitching, D. Harvey, M. Jauzac, H. Israel, D. Clowe, A. Edge, M. Hilton, E. Jullo, A. Leonard, J. Liesenborgs, J. Merten, I. Mohammed, D. Nagai, J. Richard, A. Robertson, P. Saha, R. Santana, J. Stott, and E. Tittley. The behaviour of dark matter associated with four bright cluster galaxies in the 10 kpc core of Abell 3827. *MNRAS*, 449 :3393–3406, June 2015. doi : 10.1093/mnras/stv467.

S. Maurogordato, J. L. Sauvageot, H. Bourdin, A. Cappi, C. Benoist, C. Ferrari, G. Mars, and K. Houairi. Merging history of three bimodal clusters. *A&A*, 525 :A79, January 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201014415.

D. Mehlert, S. Seitz, R. P. Saglia, I. Appenzeller, R. Bender, K. J. Fricke, T. L. Hoffmann, U. Hopp, R.-P. Kudritzki, and A. W. A. Pauldrach. Gravitationally lensed high redshift galaxies in the field of 1E0657-56. *A&A*, 379 :96–106, November 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011286.

N. Mehrtens, A. K. Romer, M. Hilton, E. J. Lloyd-Davies, C. J. Miller, S. A. Stanford, M. Hosmer, B. Hoyle, C. A. Collins, A. R. Liddle, P. T. P. Viana, R. C. Nichol, J. P. Stott, E. N. Dubois, S. T. Kay, M. Sahlén, O. Young, C. J. Short, L. Christodoulou, W. A. Watson, M. Davidson, C. D. Harrison, L. Baruah, M. Smith, C. Burke, J. A. Mayers, P.-J. Deadman, P. J. Rooney, E. M. Edmondson, M. West, H. C. Campbell, A. C. Edge, R. G. Mann, K. Sabirli, D. Wake, C. Benoist, L. da Costa, M. A. G. Maia, and R. Ogando. The XMM Cluster Survey : optical analysis methodology and the first data release. *MNRAS*, 423 :1024–1052, June 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20931.x.

M. Meneghetti. *Introduction to Gravitational Lensing*. URL www.ita.uni-heidelberg.de/~massimo/sub/Lectures/gl_all.pdf.

M. Meneghetti, P. Natarajan, D. Coe, E. Contini, G. De Lucia, C. Giocoli, A. Acebron, S. Borgani, M. Bradac, J. M. Diego, A. Hoag, M. Ishigaki, T. L. Johnson, E. Jullo, R. Kawamata, D. Lam, M. Limousin, J. Liesenborgs, M. Oguri, K. Sebesta, K. Sharon, L. L. R. Williams, and A. Zitrin. The Frontier Fields Lens Modeling Comparison Project. *ArXiv e-prints*, June 2016.

E. Merlin, R. Amorín, M. Castellano, A. Fontana, F. Buitrago, J. S. Dunlop, D. Elbaz, A. Boucaud, N. Bourne, K. Boutsia, G. Brammer, V. A. Bruce, P. Capak, N. Cappelluti, L. Ciesla,

A. Comastri, F. Cullen, S. Derriere, S. M. Faber, H. C. Ferguson, E. Giallongo, A. Grazian, J. Lotz, M. J. Michałowski, D. Paris, L. Pentericci, S. Pilo, P. Santini, C. Schreiber, X. Shu, and T. Wang. The ASTRODEEP Frontier Fields catalogues. I. Multiwavelength photometry of Abell-2744 and MACS-J0416. *A&A*, 590 :A30, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527513.

J. Merten, D. Coe, R. Dupke, R. Massey, A. Zitrin, E. S. Cypriano, N. Okabe, B. Frye, F. G. Braglia, Y. Jiménez-Teja, N. Benítez, T. Broadhurst, J. Rhodes, M. Meneghetti, L. A. Moustakas, L. Sodré Jr, J. Krick, and J. N. Bregman. Creation of cosmic structure in the complex galaxy cluster merger Abell 2744. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417(1) :333–347, 2011. ISSN 00358711. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19266.x. URL http://mnras.oxfordjournals.org/cgi/doi/10.1111/j.1365-2966.2011.19266.x.

H. Mo, F. C. van den Bosch, and S. White. *Galaxy Formation and Evolution*. May 2010.

I. Mohammed, J. Liesenborgs, P. Saha, and L. L. R. Williams. Mass-galaxy offsets in Abell 3827, 2218 and 1689 : intrinsic properties or line-of-sight substructures ? *MNRAS*, 439 :2651–2661, April 2014. doi : 10.1093/mnras/stu124.

S. T. Myers, J. E. Baker, A. C. S. Readhead, E. M. Leitch, and T. Herbig. Measurements of the Sunyaev-Zeldovich Effect in the Nearby Clusters A478, A2142, and A2256. *ApJ*, 485 :1–21, August 1997. doi : 10.1086/304389.

P. Natarajan, U. Chadayammuri, M. Jauzac, J. Richard, J.-P. Kneib, H. Ebeling, F. Jiang, F. van den Bosch, M. Limousin, E. Jullo, H. Atek, A. Pillepich, C. Popa, F. Marinacci, L. Hernquist, M. Meneghetti, and M. Vogelsberger. Mapping substructure in the HST Frontier Fields cluster lenses and in cosmological simulations. *ArXiv e-prints*, February 2017.

J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ*, 490 :493–508, December 1997. doi : 10.1086/304888.

A. B. Newman, T. Treu, R. S. Ellis, and D. J. Sand. The Density Profiles of Massive, Relaxed Galaxy Clusters. II. Separating Luminous and Dark Matter in Cluster Cores. *ApJ*, 765 :25, March 2013a. doi : 10.1088/0004-637X/765/1/25.

A. B. Newman, T. Treu, R. S. Ellis, D. J. Sand, C. Nipoti, J. Richard, and E. Jullo. The Density Profiles of Massive, Relaxed Galaxy Clusters. I. The Total Density Over Three Decades in Radius. *ApJ*, 765 :24, March 2013b. doi : 10.1088/0004-637X/765/1/24.

M. Oguri. The Mass Distribution of SDSS J1004+4112 Revisited. *PASJ*, 62 :1017–1024, August 2010. doi : 10.1093/pasj/62.4.1017.

M. Oguri, M. Takada, N. Okabe, and G. P. Smith. Direct measurement of dark matter halo ellipticity from two-dimensional lensing shear maps of 25 massive clusters. *MNRAS*, 405 : 2215–2230, July 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16622.x.

M. Oguri, M. B. Bayliss, H. Dahle, K. Sharon, M. D. Gladders, P. Natarajan, J. F. Hennawi, and B. P. Koester. Combined strong and weak lensing analysis of 28 clusters from the Sloan Giant Arcs Survey. *MNRAS*, 420 :3213–3239, March 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20248.x.

M. S. Owers, S. W. Randall, P. E. J. Nulsen, W. J. Couch, L. P. David, and J. C. Kempner. The Dissection of Abell 2744 : A Rich Cluster Growing Through Major and Minor Mergers. *ApJ*, 728 :27, February 2011. doi : 10.1088/0004-637X/728/1/27.

D. Paraficz, M. Rybak, J. P. McKean, S. Vegetti, D. Sluse, F. Courbin, H. R. Stacey, S. H. Suyu, M. Dessauges-Zavadsky, C. D. Fassnacht, and L. V. E. Koopmans. ALMA view of RX J1131-1231 : Sub-kpc CO (2-1) mapping of a molecular disk in a lensed star-forming quasar host galaxy. *ArXiv e-prints*, May 2017.

V. Patrício, J. Richard, A. Verhamme, L. Wisotzki, J. Brinchmann, M. L. Turner, L. Christensen, P. M. Weilbacher, J. Blaizot, R. Bacon, T. Contini, D. Lagattuta, S. Cantalupo, B. Clément, and G. Soucail. A young star-forming galaxy at z = 3.5 with an extended Lyman α halo seen with MUSE. *MNRAS*, 456 :4191–4208, March 2016. doi : 10.1093/mnras/stv2859.

S. Paul, R. S. John, P. Gupta, and H. Kumar. Understanding 'galaxy groups' as a unique structure in the universe. *ArXiv e-prints*, June 2017.

R. Pelló, F. Garzón, M. Balcells, F. Boone, N. Cardiel, J. G. Cuby, J. Gallego, R. Guzmán, M. Hayes, P. Hudelot, J.-P. Kneib, N. Laporte, J. F. Le Borgne, Y. Mellier, M. Prieto, J. Richard, D. Schaerer, and L. Tresse. Extragalactic science with EMIR-GTC. In G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi, and D. Valls-Gabaud, editors, *SF2A-2011 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 161–167, December 2011.

C. Y. Peng, L. C. Ho, C. D. Impey, and H.-W. Rix. Detailed Decomposition of Galaxy Images. II. Beyond Axisymmetric Models. *AJ*, 139 :2097–2129, June 2010. doi : 10.1088/0004-6256/139/6/2097.

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, H. Aussel, C. Baccigalupi, and et al. Planck 2013 results. XXIX. The Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources. *A&A*, 571 :A29, November 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201321523.

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *A&A*, 571 :A16, November 2014b. doi : 10.1051/0004-6361/201321591.

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *A&A*, 594 :A13, September 2016a. doi : 10.1051/0004-6361/201525830.

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. *A&A*, 594 :A24, September 2016b. doi : 10.1051/0004-6361/201525833.

H. C. Plummer. On the problem of distribution in globular star clusters. *MNRAS*, 71 :460–470, March 1911. doi : 10.1093/mnras/71.5.460.

M. Postman, D. Coe, N. Benítez, L. Bradley, T. Broadhurst, M. Donahue, H. Ford, O. Graur, G. Graves, S. Jouvel, A. Koekemoer, D. Lemze, E. Medezinski, A. Molino, L. Moustakas, S. Ogaz, A. Riess, S. Rodney, P. Rosati, K. Umetsu, W. Zheng, A. Zitrin, M. Bartelmann, R. Bouwens, N. Czakon, S. Golwala, O. Host, L. Infante, S. Jha, Y. Jimenez-Teja, D. Kelson, O. Lahav, R. Lazkoz, D. Maoz, C. McCully, P. Melchior, M. Meneghetti, J. Merten, J. Moustakas, M. Nonino, B. Patel, E. Regös, J. Sayers, S. Seitz, and A. Van der Wel. The Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble : An Overview. *ApJS*, 199 :25, April 2012. doi : 10.1088/0067-0049/199/2/25.

J. Priewe, L. L. R. Williams, J. Liesenborgs, D. Coe, and S. A. Rodney. Lens models under the microscope : comparison of Hubble Frontier Field cluster magnification maps. *MNRAS*, 465 : 1030–1045, February 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2785.

Y. Rephaeli. Cosmic microwave background comptonization by hot intracluster gas. *ApJ*, 445 : 33–36, May 1995. doi : 10.1086/175669.

J. Richard, J.-P. Kneib, M. Limousin, A. Edge, and E. Jullo. Abell 370 revisited : refurbished Hubble imaging of the first strong lensing cluster. *MNRAS*, 402 :L44–L48, February 2010a. doi : 10.1111/j.1745-3933.2009.00796.x.

J. Richard, G. P. Smith, J.-P. Kneib, R. S. Ellis, A. J. R. Sanderson, L. Pei, T. A. Targett, D. J. Sand, A. M. Swinbank, H. Dannerbauer, P. Mazzotta, M. Limousin, E. Egami, E. Jullo, V. Hamilton-Morris, and S. M. Moran. LoCuSS : first results from strong-lensing analysis of 20 massive galaxy clusters at z = 0.2. *MNRAS*, 404 :325–349, May 2010b. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.16274.x.

J. Richard, M. Jauzac, M. Limousin, E. Jullo, B. Clément, H. Ebeling, J.-P. Kneib, H. Atek, P. Natarajan, E. Egami, R. Livermore, and R. Bower. Mass and magnification maps for the Hubble Space Telescope Frontier Fields clusters : implications for high-redshift studies. *MNRAS*, 444 :268–289, October 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1395.

H.-W. Rix, M. Barden, S. V. W. Beckwith, E. F. Bell, A. Borch, J. A. R. Caldwell, B. Häussler, K. Jahnke, S. Jogee, D. H. McIntosh, K. Meisenheimer, C. Y. Peng, S. F. Sanchez, R. S. Somerville, L. Wisotzki, and C. Wolf. GEMS : Galaxy Evolution from Morphologies and SEDs. *ApJS*, 152 :163–173, June 2004. doi : 10.1086/420885.

S. A. Rodney, B. Patel, D. Scolnic, R. J. Foley, A. Molino, G. Brammer, M. Jauzac, M. Bradač, T. Broadhurst, D. Coe, J. M. Diego, O. Graur, J. Hjorth, A. Hoag, S. W. Jha, T. L. Johnson, P. Kelly, D. Lam, C. McCully, E. Medezinski, M. Meneghetti, J. Merten, J. Richard, A. Riess, K. Sharon, L.-G. Strolger, T. Treu, X. Wang, L. L. R. Williams, and A. Zitrin. Illuminating a Dark Lens : A Type Ia Supernova Magnified by the Frontier Fields Galaxy Cluster Abell 2744. *ApJ*, 811 :70, September 2015. doi : 10.1088/0004-637X/811/1/70.

M. Roncarelli, E. Pointecouteau, M. Giard, L. Montier, and R. Pello. Infrared properties of the SDSS-maxBCG galaxy clusters. *A&A*, 512 :A20, March 2010. doi : 10.1051/0004-6361/200912726.

E. Rozo, E. S. Rykoff, A. Evrard, M. Becker, T. McKay, R. H. Wechsler, B. P. Koester, J. Hao, S. Hansen, E. Sheldon, D. Johnston, J. Annis, and J. Frieman. Constraining the Scatter in the Mass-richness Relation of maxBCG Clusters with Weak Lensing and X-ray Data. *ApJ*, 699 :768–781, July 2009. doi : 10.1088/0004-637X/699/1/768.

E. S. Rykoff, E. Rozo, M. T. Busha, C. E. Cunha, A. Finoguenov, A. Evrard, J. Hao, B. P. Koester, A. Leauthaud, B. Nord, M. Pierre, R. Reddick, T. Sadibekova, E. S. Sheldon, and R. H. Wechsler. redMaPPer. I. Algorithm and SDSS DR8 Catalog. *ApJ*, 785 :104, April 2014. doi : 10.1088/0004-637X/785/2/104.

P. Saha and L. L. R. Williams. Non-parametric reconstruction of the galaxy lens in PG 1115+080. *MNRAS*, 292 :148, November 1997. doi : 10.1093/mnras/292.1.148.

B. Sartoris, A. Biviano, C. Fedeli, J. G. Bartlett, S. Borgani, M. Costanzi, C. Giocoli, L. Moscardini, J. Weller, B. Ascaso, S. Bardelli, S. Maurogordato, and P. T. P. Viana. Next generation cosmology : constraints from the Euclid galaxy cluster survey. *MNRAS*, 459 :1764–1780, June 2016. doi : 10.1093/mnras/stw630.

J. Sayers, S. R. Golwala, S. Ameglio, and E. Pierpaoli. Cluster Morphologies and Model-independent Y $_{SZ}$ Estimates from Bolocam Sunyaev-Zel'dovich Images. *ApJ*, 728 :39, February 2011. doi : 10.1088/0004-637X/728/1/39.

P. Schechter. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *ApJ*, 203 :297–306, January 1976. doi : 10.1086/154079.

K. B. Schmidt, T. Treu, G. B. Brammer, M. Bradač, X. Wang, M. Dijkstra, A. Dressler, A. Fontana, R. Gavazzi, A. L. Henry, A. Hoag, T. A. Jones, P. L. Kelly, M. A. Malkan, C. Mason, L. Pentericci, B. Poggianti, M. Stiavelli, M. Trenti, A. von der Linden, and B. Vulcani. Through the Looking GLASS : HST Spectroscopy of Faint Galaxies Lensed by the Frontier Fields Cluster MACSJ0717.5+3745. *ApJ*, 782 :L36, February 2014. doi : 10.1088/2041-8205/782/2/L36.

K. B. Schmidt, T. Treu, M. Bradač, B. Vulcani, K.-H. Huang, A. Hoag, M. Maseda, L. Guaita, L. Pentericci, G. B. Brammer, M. Dijkstra, A. Dressler, A. Fontana, A. L. Henry, T. A. Jones,

C. Mason, M. Trenti, and X. Wang. The Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS). III. A Census of Lyα Emission at z < 7 from HST Spectroscopy. *ApJ*, 818 :38, February 2016. doi : 10.3847/0004-637X/818/1/38.

P. Schneider and X. Er. Weak lensing goes bananas : what flexion really measures. *A&A*, 485 : 363–376, July 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078631.

P. Schneider, J. Ehlers, E. E. Falco, and U. Bleyer. Book-Review - Gravitational Lenses. *Astronomische Nachrichten*, 314 :314, July 1993. doi : 10.1002/asna.2113140414.

J. Schwinn, M. Jauzac, C. M. Baugh, M. Bartelmann, D. Eckert, D. Harvey, P. Natarajan, and R. Massey. Abell 2744 : too much substructure for ΛCDM ? *MNRAS*, 467 :2913–2923, May 2017. doi : 10.1093/mnras/stx277.

K. Sebesta, L. L. R. Williams, I. Mohammed, P. Saha, and J. Liesenborgs. Testing light-traces-mass in Hubble Frontier Fields Cluster MACS-J0416.1-2403. *MNRAS*, 461 :2126–2134, September 2016. doi : 10.1093/mnras/stw1433.

M. Sereno, S. Ettori, M. Meneghetti, J. Sayers, K. Umetsu, J. Merten, I.-N. Chiu, and A. Zitrin. CLUMP-3D : three-dimensional lensing and multi-probe analysis of MACS J1206.2-0847, a remarkably regular cluster. *MNRAS*, 467 :3801–3826, June 2017. doi : 10.1093/mnras/stx326.

J. L. Sérsic. Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy. *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, 6 : 41, 1963.

K. Sharon, M. D. Gladders, J. R. Rigby, E. Wuyts, B. P. Koester, M. B. Bayliss, and L. F. Barrientos. Source-plane Reconstruction of the Bright Lensed Galaxy RCSGA 032727-132609. *ApJ*, 746 :161, February 2012. doi : 10.1088/0004-637X/746/2/161.

E. S. Sheldon, D. E. Johnston, R. Scranton, B. P. Koester, T. A. McKay, H. Oyaizu, C. Cunha, M. Lima, H. Lin, J. A. Frieman, R. H. Wechsler, J. Annis, R. Mandelbaum, N. A. Bahcall, and M. Fukugita. Cross-correlation Weak Lensing of SDSS Galaxy Clusters. I. Measurements. *ApJ*, 703 :2217–2231, October 2009. doi : 10.1088/0004-637X/703/2/2217.

J. Skilling. BayeSys and MassInf. 2004. URL `www.inference.phy.cam.ac.uk/bayesys/fa/manual.ps`.

G. Smith. The Local Cluster Substructure Survey {LoCuSS} : Deep Strong Lensing Observations with WFPC2. HST Proposal, July 2006.

K. T. Soto, S. J. Lilly, R. Bacon, J. Richard, and S. Conseil. ZAP - enhanced PCA sky subtraction for integral field spectroscopy. *MNRAS*, 458 :3210–3220, May 2016. doi : 10.1093/mnras/stw474.

G. Soucail, Y. Mellier, B. Fort, G. Mathez, and M. Cailloux. Discovery of the first gravitational Einstein ring - The luminous arc in Abell 370. *The Messenger*, 50 :5, December 1987.

R. A. Sunyaev and Y. B. Zeldovich. The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies. *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4 :173, November 1972.

A. M. Swinbank, R. G. Bower, G. P. Smith, I. Smail, J.-P. Kneib, R. S. Ellis, D. P. Stark, and A. J. Bunker. Galaxies under the cosmic microscope : resolved spectroscopy and new constraints on the z = 1 Tully-Fisher relation. *MNRAS*, 368 :1631–1645, June 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10273.x.

J. L. Tinker, D. H. Weinberg, Z. Zheng, and I. Zehavi. On the Mass-to-Light Ratio of Large-Scale Structure. *ApJ*, 631 :41–58, September 2005. doi : 10.1086/432084.

D. Tody. IRAF in the Nineties. In R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, and J. Barnes, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, volume 52 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 173, January 1993.

T. Treu, K. B. Schmidt, G. B. Brammer, B. Vulcani, X. Wang, M. Bradač, M. Dijkstra, A. Dressler, A. Fontana, R. Gavazzi, A. L. Henry, A. Hoag, K.-H. Huang, T. A. Jones, P. L. Kelly, M. A. Malkan, C. Mason, L. Pentericci, B. Poggianti, M. Stiavelli, M. Trenti, and A. von der Linden. The Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS). I. Survey Overview and First Data Release. *ApJ*, 812 :114, October 2015. doi : 10.1088/0004-637X/812/2/114.

K. Umetsu, M. Birkinshaw, G.-C. Liu, J.-H. P. Wu, E. Medezinski, T. Broadhurst, D. Lemze, A. Zitrin, P. T. P. Ho, C.-W. L. Huang, P. M. Koch, Y.-W. Liao, K.-Y. Lin, S. M. Molnar, H. Nishioka, F.-C. Wang, P. Altamirano, C.-H. Chang, S.-H. Chang, S.-W. Chang, M.-T. Chen, C.-C. Han, Y.-D. Huang, Y.-J. Hwang, H. Jiang, M. Kesteven, D. Y. Kubo, C.-T. Li, P. Martin-Cocher, P. Oshiro, P. Raffin, T. Wei, and W. Wilson. Mass and Hot Baryons in Massive Galaxy Clusters from Subaru Weak-Lensing and AMiBA Sunyaev-Zel'Dovich Effect Observations. *ApJ*, 694 :1643–1663, April 2009. doi : 10.1088/0004-637X/694/2/1643.

E. Vanzella, M. Castellano, M. Meneghetti, A. Mercurio, G. B. Caminha, G. Cupani, F. Calura, L. Christensen, E. Merlin, P. Rosati, M. Gronke, M. Dijkstra, M. Mignoli, R. Gilli, S. De Barros, K. Caputi, C. Grillo, I. Balestra, S. Cristiani, M. Nonino, E. Giallongo, A. Grazian, L. Pentericci, A. Fontana, A. Comastri, C. Vignali, G. Zamorani, M. Brusa, P. Bergamini, and P. Tozzi. Magnifying the Early Episodes of Star Formation : Super Star Clusters at Cosmological Distances. *ApJ*, 842 :47, June 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa74ae.

A. Vikhlinin, A. Kravtsov, W. Forman, C. Jones, M. Markevitch, S. S. Murray, and L. Van Speybroeck. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation. *ApJ*, 640 :691–709, April 2006. doi : 10.1086/500288.

A. von der Linden, A. Mantz, S. W. Allen, D. E. Applegate, P. L. Kelly, R. G. Morris, A. Wright, M. T. Allen, P. R. Burchat, D. L. Burke, D. Donovan, and H. Ebeling. Robust weak-lensing mass calibration of Planck galaxy clusters. *MNRAS*, 443 :1973–1978, September 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1423.

D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann. 0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens. *Nature*, 279 :381–384, May 1979. doi : 10.1038/279381a0.

X. Wang, A. Hoag, K.-H. Huang, T. Treu, M. Bradač, K. B. Schmidt, G. B. Brammer, B. Vulcani, T. A. Jones, R. E. Ryan, Jr., R. Amorín, M. Castellano, A. Fontana, E. Merlin, and M. Trenti. The Grism Lens-amplified Survey from Space (GLASS). IV. Mass Reconstruction of the Lensing Cluster Abell 2744 from Frontier Field Imaging and GLASS Spectroscopy. *ApJ*, 811 :29, September 2015. doi : 10.1088/0004-637X/811/1/29.

P. M. Weilbacher, O. Streicher, T. Urrutia, A. Jarno, A. Pécontal-Rousset, R. Bacon, and P. Böhm. Design and capabilities of the MUSE data reduction software and pipeline. In *Software and Cyberinfrastructure for Astronomy II*, volume 8451 of *Proc. SPIE*, page 84510B, September 2012. doi : 10.1117/12.925114.

P. M. Weilbacher, O. Streicher, T. Urrutia, A. Pécontal-Rousset, A. Jarno, and R. Bacon. The MUSE Data Reduction Pipeline : Status after Preliminary Acceptance Europe. In N. Manset and P. Forshay, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*, volume 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 451, May 2014.

S. Weinberg. *Les trois premières minutes de l'univers*. 1988.

H.-Y. K. Yang and C. S. Reynolds. How AGN Jets Heat the Intracluster Medium—Insights from Hydrodynamic Simulations. *ApJ*, 829 :90, October 2016. doi : 10.3847/0004-637X/829/2/90.

A. Zitrin, T. Broadhurst, Y. Rephaeli, and S. Sadeh. The Largest Gravitational Lens : MACS J0717.5+3745 (z = 0.546). *ApJ*, 707 :L102–L106, December 2009a. doi : 10.1088/0004-637X/707/1/L102.

A. Zitrin, T. Broadhurst, K. Umetsu, D. Coe, N. Benítez, B. Ascaso, L. Bradley, H. Ford, J. Jee, E. Medezinski, Y. Rephaeli, and W. Zheng. New multiply-lensed galaxies identified in ACS/NIC3 observations of Cl0024+1654 using an improved mass model. *MNRAS*, 396 : 1985–2002, July 2009b. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14899.x.

A. Zitrin, T. Broadhurst, M. Bartelmann, Y. Rephaeli, M. Oguri, N. Benítez, J. Hao, and K. Umetsu. The universal Einstein radius distribution from 10 000 SDSS clusters. *MNRAS*, 423 :2308–2324, July 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21041.x.

A. Zitrin, M. Meneghetti, K. Umetsu, T. Broadhurst, M. Bartelmann, R. Bouwens, L. Bradley, M. Carrasco, D. Coe, H. Ford, D. Kelson, A. M. Koekemoer, E. Medezinski, J. Moustakas,

L. A. Moustakas, M. Nonino, M. Postman, P. Rosati, G. Seidel, S. Seitz, I. Sendra, X. Shu, J. Vega, and W. Zheng. CLASH : The Enhanced Lensing Efficiency of the Highly Elongated Merging Cluster MACS J0416.1-2403. *ApJ*, 762 :L30, January 2013. doi : 10.1088/2041-8205/762/2/L30.

A. Zitrin, W. Zheng, T. Broadhurst, J. Moustakas, D. Lam, X. Shu, X. Huang, J. M. Diego, H. Ford, J. Lim, F. E. Bauer, L. Infante, D. D. Kelson, and A. Molino. A Geometrically Supported z ˜ 10 Candidate Multiply Imaged by the Hubble Frontier Fields Cluster A2744. *ApJ*, 793 :L12, September 2014. doi : 10.1088/2041-8205/793/1/L12.

A. Zitrin, A. Fabris, J. Merten, P. Melchior, M. Meneghetti, A. Koekemoer, D. Coe, M. Maturi, M. Bartelmann, M. Postman, K. Umetsu, G. Seidel, I. Sendra, T. Broadhurst, I. Balestra, A. Biviano, C. Grillo, A. Mercurio, M. Nonino, P. Rosati, L. Bradley, M. Carrasco, M. Donahue, H. Ford, B. L. Frye, and J. Moustakas. Hubble Space Telescope Combined Strong and Weak Lensing Analysis of the CLASH Sample : Mass and Magnification Models and Systematic Uncertainties. *ApJ*, 801 :44, March 2015. doi : 10.1088/0004-637X/801/1/44.

J. Zuhone and M. Markevitch. Cluster Core Heating from Merging Subclusters. In S. Heinz and E. Wilcots, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1201 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 383–386, December 2009. doi : 10.1063/1.3293082.

F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6 : 110–127, 1933.

A

PyLenstooL

J'ai développé durant ma thèse Pylenstool[1], un programme pour manipuler sous environnement python un fichier de paramètre Lenstool. Le code est libre d'accès et d'utilisation. La nécessité d'un tel outil est venu car je désirais faire rapidement le calcul de la masse ou du cisaillement externe pour un seul des potentiels de mon modèle. Dans la configuration actuelle de Lenstool avec un fichier de sortie contenant l'ensemble du modèle, il faut supprimer manuellement dans le fichier les potentiels que l'ont ne désire pas, et à raison d'une centaine de potentiels par fichier, l'opération est rapidement très longue pour faire des tests. Pylenstool permet de lire, d'écrire et d'interagir avec le fichier de paramètres Lenstool. Il pourra ensuite le lancer le modèle. Je montre ici un exemple d'algorithme que j'ai mis en place pour mesure les potentiels de masses d'un fichier.

```
#JE CHARGE LA LISTE DES POTENTIELS
RA_DEC_list=np.loadtxt('RA_DEC_position.txt')

#JE CHARGE MON FICHIER  DE PARAMÈTRE LENSTOOL
param_file=plens.lenstool_param_file('best.par')

#JE REGLE LA TAILLE DE LA CARTE DE MASSE DE CHAQUE POTENTIEL EN ARCSEC
size_square_arcsec=100
```

1. https://git-cral.univ-lyon1.fr/CALENDS/pylenstool

```
# J'ITÈRE SUR LA LISTE DES POTENTIELS
for name,RA,DEC in RA_DEC_list:

          # JE ZOOM SUR LA RÉGION D'INTÉRÊTS
          param_file.zoom_window(RA,DEC,size_square_arcsec)

          #JE PARAMETRISE MA CARTE DE MASSE SELON LE STANDARD LENSTOOL
          param_file.set_parameter('runmode','ampli 5 200 9.0 kappa_'+name+'.fits')
          # JE LANCE LE MODÈLE
          param_file.launch_model()
```

Pylenstool est très utile pour écrire des programmes qui pourront facilement être partagés. J'ai notamment écrit une exécution de Pylenstool qui permet à partir des fichiers de paramètres du modèles de produire automatiquement la dizaines cartes nécessaires pour répondre aux défis des modèles *Hubble Frontier Fields* . Ce qui permet d'harmoniser et simplifier grandement la lourde procédure de production des cartes.

B

BayesCorner

J'ai développé un outil d'analyse BayesCorner qui permet de visualisé la probabilité postérieur de distributions de chaque paramètre du modèle (*Coner plot*) produit par Lenstool et ainsi pouvoir juger des corrélations et contraintes de chaque paramètres du modèles vis-à-vis des autres. BayesCorner s'utilise ne ligne de commande dans un terminal. Voici un exemple de résultats :
Le script prend en entré le fichier *bayes.dat*. Ce fichier rassemble l'ensemble des modèles créés durant la phase de minimisation avec leurs valeurs de χ^2. L'intérêt de développer à nouveau un outil graphique (et ne pas prendre quelque chose d'existant) est la flexibilité. En effet, on peut facilement récupérer les contours des distributions comparés pour éventuellement les portés en graphique ailleurs. Une des flexibilité de BayesCorner est aussi de pouvoir créer des fichiers vectorielles (au format pdf). Ces graphiques aux formats vectorielles permettent lorsqu'on a un modèle avec 30 par 30 d'avoir des graphiques sur lesquelles on peut zoomer "indéfiniment". Ce qui facilite énormément la lecture et l'analyse des modèles, car on peut examiner tous les paramètres à la fois sans être gêné dans la lecture.

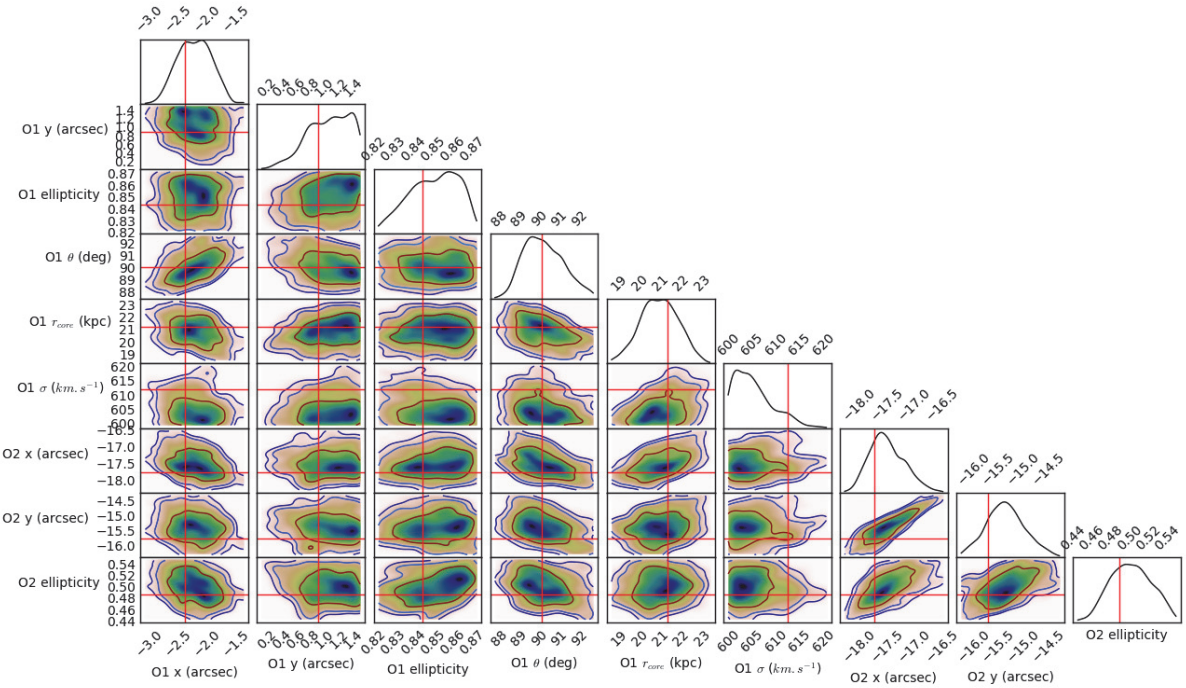

Figure B.1 : Graphiques montrant dans la diagonale la distribution des valeurs de chaque paramètres, le triangle inférieure regroupe les distributions comparés des paramètres 2 à 2. Les lignes rouges marques la valeur du paramètre pour meilleure modèle (le plus petit χ^2).

Table des figures

1.1 À gauche : Photographie de l'os trouvé dans une caverne près de Bordeaux lors des fouilles organisées par Alexander Marshak. À droite : esquisse de l'os faite d'après les travaux d'Alexander [Marshack, 1970] permettant d'apprécier plus aisément la forme de serpent du calendrier. Cette forme devait surement être associée à une divinité. 6

1.2 Dates et lieux des migrations du peuple polynésien. Carte réalisée d'après le travail de David Eccless (voir l'hyperlien). 7

1.3 Schéma de l'histoire de formation de notre Univers réalisé à la suite de la campagne de mesure du satellite Planck [Planck Collaboration et al., 2016a] 8

1.4 L'amas de galaxies cl0024+17 montrant les galaxies d'amas en rouge et plusieurs galaxies images multiples en bleu. 9

2.1 Hao et al. [2009] présentent la séquence rouge de 9 amas riches issus des amas MaxBCG [Koester et al., 2007]. Les losanges rouges et leurs barres d'erreurs sont les galaxies sélectionnées comme galaxies membres de l'amas car elles présentent cette corrélation marqué par la ligne verte. Les points bleus représentent les autres galaxies du champ de vue, qui ne font généralement pas partie de l'amas de galaxies. 14

2.2 D'après Alavi et al. [2016] : Fonction de luminosité des galaxies de type Lyman-Break sélectionnées à z∼2.6. Les cercles rouges sont les bins de la fonction de luminosité rassemblée sur les 3 amas (A2744, MACS0717 et A1689) les autres points sont des études précédentes rapportées. La ligne continue représente leur meilleur ajustement de la fonction de Schechter [Schechter, 1976]. 16

2.3 Combinaison des contraintes cosmologiques tirées de WMAP5, de l'évolution des amas X et de l'effet de lentille gravitationnelle en régime fort (dans les amas). Les contours sont les contours à 1 et 2 σ. En bleu ceux tirés de WMAP5, en rose ceux tirés des rayons X et en orange ceux tirés de l'effet de lentille gravitationnelle en régime fort. La dégénérescence des paramètres pour les lentilles et pour les rayons X est orthogonale. D'après Jullo et al. [2010]. 16

2.4 Boehringer and Werner [2009] Spectre de l'émission X pour différentes températures de plasma astrophysique. Les contributions de l'émission continue bremsstrahlung sont en bleu, les radiations de recombinaison sont en vert et les radiations à 2 photons sont en rouge. On remarque qu'à haute température (2 panneaux du bas) la contribution principale du spectre et celle de l'émission *Bremsstrahlung*. Ces températures sont celles typiquement mesurées dans le gaz de l'ICM. Les raies d'émission principales présentes dans les spectres d'émission sont marquées au dessus 20

2.5 [Boehringer and Werner, 2009] Spectre d'un groupe de galaxies IXONFI en rouge. Ces galaxies sont simulées avec une température de l'ICM de 2 keV à redshifts 2. Le spectre du fond X est montré en bleu. 21

2.6 Figure issue des travaux de Carlstrom et al. [2002] qui montre le ratio entre le spectre de puissance du CMB et celui issue de l'interaction du CDM dans le gaz chaud de l'amas, via l'effet SZ. Le trait plein représente ce ratio uniquement pour l'effet thermique, en trait long discontinu, celui pour l'effet SZ cinématique. Le traits en pointillés fin représentent le spectre initial du CMB. Le changement s'opère à 218 GHz 22

2.7 [Bleem et al., 2015] Comparaison des amas des quatre catalogues marqués en légende. Les données SPT-SZ, Planck-DR1 et ACT sont des amas détectés par effet SZ alors que ROSAT-All sky sont des amas mesurés par émission X. Ce schéma illustre bien l'efficacité des mesures SZ comparées aux rayons X. 23

3.1 On distingue 3 plans sur le schéma, le plan image, qui correspond aux observations, le plan lentille, qui correspond à la projection d'une distribution de masse tridimensionnelle en deux dimensions et le plan source qui contient la source subissant la déformation. Dans notre cadre d'étude, on prendra comme source une galaxie et comme lentille un amas de galaxies. θ est l'angle entre le centre optique et l'image de la source, β est l'angle entre le centre optique et la position réelle de la source. α est l'angle de déflexion entre la source et l'image dans le plan lentille. 27

3.2 Illustration du paramètre d'impact du trajet de la lumière pour une source ponctuelle de masse 29

3.3 Cette figure montre les différentes contributions apportées par les deux composantes des vecteurs de transformations du premier et du deuxième ordre induit par l'effet de lentille gravitationnelle, la convergence κ, le cisaillement γ (troisième colonne), la première et la deuxième flexion F et G qui sont les transformations du second ordre. On voit que la flexion F décale le centre de lumière, et la flexion G tord le profil de manière tripolaire [Meneghetti]. 32

3.4 À gauche : schéma de plusieurs configurations possibles pour des images multiples (en bleu, vert et jaune) autour d'une ligne critique (en rouge). À droite : schéma de transformation possible d'un champ de vitesse très simplifié par une lentille quelconque. Pour le détail sur leur intérêt, se référer à la section 3.3 35
3.5 La carte de convergence κ à z=9 pour ARES, une des deux simulation d'amas issue de Meneghetti et al. [2016]. Les 9 premiers panneaux montrent les modèles des différentes équipes tandis que le dixième montre la vraie carte de convergence. Les 4 premières panneaux montrent les modèles issues de méthodes non-paramétriques. Les 5 panneaux suivants montrent les modèles paramétriques. On aura de gauche à droite et d'en vers le bas : Bradač et al. [2009] (Bradac-Hoag SWUnited), Diego et al. [2016] (Diego-reggrid WSLAP+), Liesenborgs et al. [2006] (GRALE), Coe et al. [2010] (Coe LensPerfect), [Jullo et al., 2007] (CATS Lenstool), Sharon et al. [2012] (Johnson-Sharon Lenstool), [Oguri, 2010] (GLAFIC), [Zitrin et al., 2009b,a] (Zitrin-LTM-gauss Zitrin-NFW). 42
3.6 Amas du boulet. En rose, l'émission X du gaz chaud, en bleu le signal détecté par effet de lentille gravitationnelle en régime faible, qui correspond aux halos de matière noire à grande échelle. Image composée d'après les travaux de [Clowe et al., 2006, Markevitch, 2006] (voir l'hyperlien) 43
3.7 On peut voir sur cette image un cercle de 0.5 $''$ de rayon entourant chaque images d'un même système apparaissant dans l'amas de galaxies MACS0416. On identifie sur le panneau de gauche les trois groupes d'images qui apparaissent sur les panneaux suivants. En génerale peu de galaxies d'amas se retrouvent dans ce cas particulier d'évènements où une des images d'un système multiple de l'amas passe proche d'une galaxie membre de l'amas et se voit alors lentillée une nouvelle fois. On choisira donc souvent de modéliser ces galaxies lentilles en dehors de la loi d'échelle utilisée pour les galaxies membres. 44

4.1 Illustration de la technique de minimisation par le χ^2 de deux distributions spectrales d'énergie (SED) avec une constante de minimisation qui réajuste un des deux flux. Ici l'illustration est faite pour des magnitudes, mais la même opération s'effectue en flux. 49
4.2 Illustration de deux minimisations par le χ^2 de deux distributions spectrales d'énergie (SED).Au dessus de chaque comparaison est noté une valeur quantitative du χ^2 pour un filtre. À gauche une minimisation avec seulement deux filtres pour un χ^2 totale de 0.35 et un χ^2 réduit χ^2_ν de 0.175. À droite une minimisation avec 7 filtres pour un χ^2 totale de 0.85 et un χ^2 réduit χ^2_ν de $\sim$ 0.121. On voit donc la nécessité ici de considérer le χ^2 réduit : χ^2_ν 50

4.3 Histogramme normalisé des SEDχ^2 pour les images multiples de ARES. À gauche l'histogramme complet des valeurs. À droite, un zoom sur l'histogramme. La couleur rouge marque les 50% des valeurs les plus faibles. L'échantillonnage de l'histogramme n'est pas le même pour les deux graphiques. 51
4.4 Histogramme normalisé des SEDχ^2 pour les images multiples de A2744. À gauche l'histogramme complet des valeurs. À droite, un zoom sur l'histogramme. La couleur rouge marque la coupure à ∼3.5 issues de ARES qui permet de récupérer 70% des objets multiples. 52
4.5 Histogramme normalisé des SEDχ^2 pour les images multiples en bleu et pour toute les autres combinaison possibles en vert dans l'amas simulé ARES 53
4.6 Ancien et nouveaux candidat 10.3 pour le système 10 dans l'amas de galaxie Abell 2744. EN orange, l'ancien candidat trop brillant. En magenta les prédictions des positions de 10.3 faites par le modèle de lentille à partir des positions de 10.1 et de 10.2. En vert, les deux nouveaux candidats que je propose pour 10.3. 54
4.7 À gauche : les panneaux du haut sont des images couleurs HST (F814W, F105W, and F160W) du système 3 de MACS1149 et les panneaux du bas montrent les prédictions morphologiques issues de l'ajustement fait sur l'image 3. À droite : estimation de l'extinction de l'image 3.3 comparé à l'image 3.1, en faisant l'hypothèse d'une loi d'extinction de type MW ou SMC avec une atténuation AV = 0.51 et 0.47 respectivement. 54

5.1 Voici un échantillon des amas observé par le programme MUSE *Cluster Lensing Program* (PI : Johan Richard). Ces images sont des images *blanches*, résultant d'une compression du cube de données MUSE sur l'axe spectral. Le temps d'intégration de ces images n'est identiques. Le temps d'intégration total par amas peut aller de 2 heures à une vingtaine d'heures pour les mosaïques. Les amas A370, A2744 et MACS1206 sont des mosaïques présentant un temps d'intégration variable dans le champ de vue. 57
5.2 Réponse/transmissivité des filtres utilisés dans le relevé *Hubble Frontier Fields* , illustré dans Atek et al. [2015] 58
5.3 On peut voir sur cette image la différence entre la résolution de 30 mas par pixel à gauche et 60 mas par pixel au milieu. Le panneau de droite indique par un carré vert l'emplacement du zoom des deux autres panneaux. Toutes ces images correspondent aux filtres F160W. On voit sur l'image de gauche un motif apparaitre du au sur-échantillonnage des données qui crée des artefacts. Bien que les motifs sont surtout visible dans les zones d'expositions moindres (coté droit des images zoomées), on le retrouve aussi dans le reste de l'image. Ces petits paquets de pixels vont être confondus avec des objets de petites tailles par le logiciel de photométrie. Les deux images de gauche on un champ de vue de 3.6″ de coté et l'image de droite à un champ de vue d'environ 1′ de coté. 59

5.4 Image de l'amas de galaxies A2744 observé en bande F814W dans le cadre du projet *Hubble Frontier Fields* . On peut voir en bleu le champ de vue de la caméra ACS. En rouge, le champ de vue combiné des 4 filtres de la caméra WFC3. En orange, le champ de vue des 2′x2′ de la mosaïque MUSE. En blanc est représentée la zone d'images multiples pour une source à redshift 10. On voit que la conception des observations est faite de tel sorte d'avoir une couverte complète de la zone d'images multiples par tous les instruments. 60
5.5 Schéma du découpeur MUSE et de la dispersion de la lumière avant la reconstruction du cube de données spectrales. 61
5.6 Cette figure illustre le temps d'exposition en heures de la mosaïque d'observation de MUSE. On pourra y apprécier le champ de vue de 2′x2′ entourant complètement à zone d'images multiples en blanc. Le contour rouge quand à lieu montre le champ de vue de la mosaïque WFC3. La stratégie d'observation offre une superposition entre les 7 bandes HST et le champ MUSE. 62
5.7 On voit ici les deux spectres LRIS pour l'image 35.1 en haut et 37.1 en bas. . . 64
5.8 Ce schéma représente le flux de travail mis en place durant ma thèse pour détecter le maximum de sources dans le cube de données MUSE 66
5.9 Ces spectres montrent les signatures spectrales évidentes. On a Lyman-α, en haut et [0 II] en bas. Les raies en oranges marque les raies en émission du ciel. 67
5.10 Spectre typique de galaxies membres des amas. Les raies en oranges marque les raies en émission du ciel 68
5.11 Cette image montre les 7 filtres HST où l'on voit l'augmentation du flux des galaxies d'amas. De gauche à droite, les filtres : F435W, F606W, F814W, F105W, F125W, F140W et F160W. Les trois premiers sont des filtres de ACS tandis que les autres sont des filtres de WFC3. Le champ de vue des images est de 2.5′ par 3.3′ 68
5.12 Cette figure illustre la suppression de l'ICL par la technique de soustraction de la médiane. Les panneaux de gauche montrent le filtre originale F814W. Les panneaux de droites montre les même images mais sur la carte soustraite de la médiane. Les panneaux du haut sont un champ large (2.2′ x 2.2′) tandis que les panneaux du bas montrent un zoom proche de la BCG (20″ x 20″). Les régions vertes montrent les zones de segmentation détectées par SExtractor avec le même jeu de paramètres (optimisés pour l'image combinée finale). On voit ici clairement que la médiane va venir supprimer l'émission étendue et faire ressortir des petits objets piqués, tout particulièrement au centre de l'image, on peut voir apparaitre des objets qui étaient noyés dans l'émission étendue. 70
5.13 Images soustraite de la médiane en bande F814W. On remarque les zones en noires qui sont négatives et ne représentent pas de vrai objets. Avec la méthode du méthode CHI2, la combinaison de telles images crée à la place des flux négatifs de faux objets en positif. Le champ de vue fait 18″ par 13″ 71

5.14 À gauche : Image résiduelle après soustraction des galaxies brillantes et de l'ICL, filtre F814W. L'image est zoomée sur la BCG. Chaque carré représente une entrée du catalogue ASTRODEEP. À droite : À titre de comparaison, image soustraite de la médiane dans le filtre F814W sur laquelle chaque cercle représente une entrée de mon catalogue. Le champ de vue de l'image de droite fait 18″ par 17″ 73
5.15 Comparaison des magnitudes entres le catalogue ASTRODEEP et mon catalogue construit à partir des images soustraites de la médiane. Les quatre panneaux répresentent 4 des sept filtre HST. Le catalogue ASTRODEEP compte 3588 objets mais la comparaison n'a pu se faire dans chaque bande que pour respectivement de gauche à droite : 1917, 3222, 3339, 3418 objets. Les objets manquants n'ayant pas une mesure de magnitude fiable dans l'un ou l'autre. 73
5.16 Figure provenant de Livermore et al. [2017]. Il s'agit du filtre F160W de l'amas de galaxies Abell 2744 qui est décomposé en 10 échelles différentes. Sur l'échelle la plus large (j = 9) on peut voir l'ICL 74
5.17 [Joseph et al., 2016] Séparation de source avec MuSCADeT dans le cas simple d'une séparation des couleurs avec une SED estimé de analyse en composante principale (PCA). De gauche à droite : image d'origine simulée, première et seconde composante extraite grâce à MuSCADeT et l'image résiduelle après soustraction des deux composantes de l'image d'origine. 75
5.18 De gauche à droite : 1.) L'image combinée HST qui a été utilisée pour la détection des sources dans le catalogue photométrique. 2.) La carte de segmentation SExtractor associée une fois convoluée par le seeing et ré-échantillonnée à la taille de pixel MUSE. 3.) Image blanche MUSE résultant de la fusion de tous les plans en longueur d'onde. Les contours en magenta représentent la détection faite sur l'image combinée HST et le contour orange représente la coupure en flux à 10% du flux maximal de l'objet une fois que l'image à été convoluée au seeing de MUSE. Chaque panneau fait $\sim 6.25''$ de coté. 76
5.19 Exemples de spectre 1D. Les 4 lignes illustrent le processus de gradations des indices de confiance. Les panneaux de gauche montrent le spectre complet alors que ceux de droite sont agrandis autour de la signature spectrale marquée par la zone grise dans le spectre de gauche. Les spectres sont indicés par 3 valeurs de confiance, allant de 1 (tentatif) à 3 (robuste). La section 5.6 donne les détails de leur attribution. De haut en bas, on montre : une identification de confiance 3 basée sur de multiple raies en émission (lignes en tirés), une identification de confiance 3 basée sur des absorptions, une identification de confiance 2 basée sur une seule raie en émission et une identification de confiance 1 où on a éventuellement détecté une faible émission [O II]. 78

5.20 Ces trois panneaux présentent l'histogramme des redshifts du catalogue. À gauche, les sources d'avant plan par rapport à l'amas, au milieu les galaxies membres de l'amas. À droite les galaxies d'arrière plan. Les lignes noires en tirets montrent les sources de redshifts indépendantes (corrigées de la multiplicité induit par l'effet de lentille gravitationnelle). On notera que la taille des bins en redshifts pour les trois panneaux est respectivement ($\Delta z \approx 0.0165$, 0.001, et 0.119) 79

5.21 Cette image montre les positions sur le ciel des entrées du catalogue final. Elles sont superposées à une image en trois couleurs HST. La boite bleu sombre représente l'étendue de la mosaïque de MUSE (2′ x 2′). La ligne blanche délimite la zone d'images multiples à $z < 10$. La couleur associée à la fourchette de redshifts est indiqué dans la légende aux dessus de l'image et correspond aux couleurs reportées dans l'histogramme figure 5.20. 80

5.22 Cartographie du décalage en vitesse des galaxies membres de l'amas par rapport à la veitesse moyenne de celui-ci. Les cercles représentent les galaxies où aucune émission n'a pas être détectée dans le spectre alors que les étoiles représentent des galaxies avec de fortes raies d'émissions. L'encart contient un histogramme des vitesses superposé à la distribution détectée à la fois dans les travaux de Owers et al. [2011] et dans les miens. Pour référence, des contours de densité masse surfacique de l'amas (lignes bleues) ont été superposés, ils représentent de l'extérieur vers l'intérieur 1×10^9 $M_\odot\,kpc^{-2}$, 1.5×10^9 $M_\odot\,kpc^{-2}$, and 2×10^9 $M_\odot\,kpc^{-2}$ et ont été calculés grâce à mon modèle de lentille (chapitre suivant). . 87

5.23 Carte des émetteurs Lyman-α. Chaque panneau fait 20″ de coté et présente une image en bande étroite créée à partir du cube de données MUSE. L'image en bande étroite et centrée sur l'émission Lyman-α de la galaxie et optimiser de sorte à maximiser le rapport signal à bruit au centre de l'image. Certains émetteurs Lyman-α sont très faibles et seulement une inspection visuelle très attentive a permis de les détecter. 88

5.24 Une galaxie présentant une trainée Hα 89

6.1 Cette figure illustre les différents types de potentiels utilisés pour modéliser le cœur de l'amas de galaxies Abell 2744. En bleu foncé, on verra les deux potentiels de matière noire à grande échelle, en jaune les deux BCGs, en magenta les deux galaxies d'arrière plan re-évaluées au redshift de l'amas et en cyan les galaxies faisant parties de la relation d'échelle utilisée pour réduire le nombre de paramètres. Le contour blanc délimite la zone d'images multiples et le contour rouge délimite le champ de vue de la caméra WFC3. L'image utilisée est l'image soustraite de la médiane du filtre F814W. 93

6.2 Chaque panneau présente un systèmes d'images multiples qui contient au moins deux images ayant un redshift spectroscopique. Au bas de chaque image, une portion du spectre montrant la signature spectrale la plus évidente est présentée. Les images sont des images HST créées à partir des images soustraite de la médiane et utilisées pour l'extraction photométrique. Système 1 et 2 sont des cas particuliers. Système 1 n'a été détecté spectralement que dans le spectre combiné des trois images. De part la une forte contamination des galaxies membres d'amas, le redshift du système 2 n'est déterminé qu'à partir de l'image 2.1. Les contours sont présentés à 1σ par pixel, 3σ par pixel, etc... 96
6.2 Suite des systèmes multiples. L'image 10.2 montre une région d'extraction à 0.5σ 97
6.2 Suite des systèmes multiples. 98
6.2 Suite des systèmes multiples. 99
6.2 Suite et fin des systèmes multiples. 100
6.3 Les trois systèmes candidats image multiple dégradés en image simple par l'étude des redshifts MUSE. La ligne du haut montre le système 200 où seule l'image 200.2 a pu être mesurée. À cette position et à ce redshifts 200.2 ne peut pas être multiple ce qui invalide tout le système (le système est une paire). La ligne du milieu montre le système 57 où les deux images qui le composent 57.1 et 57.2 ont un spectre qui les caractérise à des redshifts différents et donc invalident l'hypothèse de multiplicité. La dernière ligne montre le système 58 où les deux spectres des deux images 58.1 et 58.2 l'écart, bien que faible, est significatif pour affirmer qu'il ne provienne pas de la même source. Chaque image HST fait ~ 5 'de coté 100
6.4 Cette figure illustre l'inclusion successive des images multiples de moins en moins robustes lors de la modélisation 102
6.5 Les cercles de couleurs or, argent, bronze et cuivre correspondent au jeu de contraintes appelés *gold*, *silver*, *bronze* et *copper* respectivement. Afin d'éviter toute confusion la couleur *silver* est un peu plus bleutée tout comme la couleur *copper* est un peu plus rosée. Le détails des images est disponible Table 6.2 . . . 103

6.6 La différence entre les modèles basés sur les hypothèses développées à la section 6.3. Les contours cyan montrent l'émission Lyman-α au redshift des systèmes 5,105,47 et 147 ($z = 4.0225$). Les lignes orange, rouge et verte montrent les lignes critiques tangentielles à ce même redshift pour les 3 différents modèles. Tous les modèles utilisent la même paramétrisation pour les composantes de masse mais chacun d'eux possèdent une hypothèse différente à propos des systèmes 5 et 47. Comme référence la ligne orange trace la ligne critique lorsque ni systèmes 5 ni 47 ne sont inclus comme contraintes dans le modèle. La ligne rouge montre la ligne critique pour le modèle avec l'ancienne configuration. Pour finir la ligne verte montre la ligne critique quand le modèle tient compte à la fois de la nouvelle configuration du système 5 et 47 ainsi que de leur sous-structure 105 et 147. On voit que cette configuration correspond mieux à l'émission Lyman-α étendue observée. 109
6.7 On voit ici la distribution postérieur de probabilité de certains paramètres deux à deux et un de manière individuel avec l'histogramme. La croix rouge place les paramètres du meilleur modèle. Les contours délimitent la zone contenant 99% 95.4 % 68.3% des données. Le script BayesCorner développé durant ma thèse (Appendice B) à été utilisé pour produire cette figure. 110
6.8 Schéma résument les tests et différents modèles ajustés 113

7.1 A gauche : la carte de masse du modèle incluant les potentiels de masse en périphérie respectant la nomenclature de Jauzac et al. [2016a]. La boîte bleue est large de ∼290 kpc est correspond à la région où sont comparés les paramètres de cisaillement évoqués à la figure 7.2. Les cercles montrent les potentiels de masse en périphérie qui correspondent aux deux relations d'échelles, les rouges pour ceux associés à une forte composante lumineuse et les orange ceux dont la contre partie lumineuse est moindre. En haut à droite : Les profils de masse différentiels des trois modèles avec "Reference" le modèle sans composante extérieure, "cisaillement externe" le modèle avec un cisaillement externe constant optimisé avec le modèle et "potentiels de masses périphériques" qui remplace le cisaillement externe par des potentiels de masse représentés par les cercles sur l'image de gauche. En bas à droite les profils de masse intégrés des trois modèles vus précédemment. Les trois points de mesure représentent la mesure faite en régime faible des lentilles venant de trois études différentes. Les profils de masse sont calculés sur ouverture circulaire centrée sur la première BCGs du cœur de l'amas. 117

7.2 Le panneau de gauche montre l'histogramme de γ, la force du cisaillement, induit par les potentiels de masse en périphérie de l'amas dans la seule contenant les contraintes du modèle est représentée par la boite bleu dans la figure 7.1. La ligne noire la région rouge l'entourant représente la moyenne et l'erreur à σ en ce qui concerne la valeur du gamma tiré de l'optimisation du modèle "cisaillement externe". Le panneau fait une comparaison similaire pour l'orientation du cisaillement θ 118
7.3 Carte de masse de l'amas Abell 2744. Les traits verts représentent l'orientation et la force du cisaillement externe résultants du modèle "cisaillement externe", la longueur des barres est arbitraire et permet de comparer les intensités relatives du cisaillement. Les traits oranges représentent le cisaillement induit par les structures en périphéries du modèle "potentiels de masses périphériques", ces potentiels de masses sont marqués par les cercles rouges sur l'image. La boite bleue indique la zone de comparaison des valeurs du cisaillement mesurées figure 7.2. La ligne blanche représente la région d'images multiples. 119
7.4 Le profil intégré (panneaux du haut),le profil différentiel (panneau du milieu) et le ratio des profils différentiels des autres études comparé à au profil du modèle de confiance (panneaux du bas). La ligne noire entouré de la région bleu représente le modèle "cisaillement externe" et son erreur statistique à 3σ. La ligne noire entouré de la région orange, représente notre modèle de confiance, à savoir "potentiels de masse en périphérie". La région grisée représente la région d'images multiples. . 122
7.5 Comparaison entre le redshift prédit par le modèle et celui mesuré par spectroscopie. Le modèle utilisé pour prédire les redshifts est basé sur le modèle de confiance mais les systèmes ayant une nouvelle mesure de redshift comparé à Wang et al. [2015] sont optimisés durant la procédure de minimisation. La couleur code la distance la plus petite entre deux images du même système et les symboles codent le nombre d'images multiples contenues dans le système. 124
7.6 Variation de la distribution de masse 2D en unité d'erreur statistique σstat, entre le modèle de confiance et celui avec redshifts libres. Cette carte peut être reliée au erreurs systématiques, avec des valeurs négatives représentant une valeur de masse sous-estimée et des valeurs positives représentant une masse surestimée. Le carré vert montre les 2′x2′ du champ de vue de la mosaïque MUSE. Cette carte illustre les bénéfices des relevés spectroscopiques étendus et profonds de ce travail. 125
7.7 Variation de la valeur d'amplification 2D entre le modèle de confiance et celui avec redshifts libres. Le carré vert montre les 2′x2′du champ de vue de la mosaïque MUSE. 126
7.8 Variation de la valeur d'amplification 2D entre le modèle de confiance et celui avec redshifts libre rapporté à l'erreur statistique du modèle de redshifts libres. Le carré vert montre les 2′x2′ du champ de vue de la mosaïque MUSE. 126

7.9 Rapports des profils de densité de masse intégré des modèles utilisant les jeux de contraintes *silver*, *bronze* et *copper* par rapport au modèles de confiance utilisant le jeu de contraintes *gold*. 127
7.10 Comparaison des amplifications dérivées des modèles de lentille en ce qui concerne la supernova SN HFF14 Tom. La ligne noire verticale montre les contraintes apportées par la supernova comme reporté dans Rodney et al. 2015. La région rouge marque l'erreur sur la mesure, les points avec leurs barres d'erreurs montrent les valeurs médianes et le niveau de confiance à 68% de chaque modèle. 128
7.11 À gauche : arcs radiaux du système 2, actuellement le modèle de confiance ne comprend qu'un seul point de contraintes par arc. On pourrait utiliser plusieurs nœud d'émission pour mieux contraindre le profil au centre de l'amas. À droite : arc radiaux du système 4, la deuxième BCG est la galaxie en bas à droite de l'image et la galaxie la plus proche des arcs est modélisé dans le modèle de confiance à l'aide de la relation d'échelle au mettre titre que tout les autres galaxies de l'amas. Les figures font 13″ de coté 129

B.1 Graphiques montrant dans la diagonale la distribution des valeurs de chaque paramètres, le triangle inférieure regroupe les distributions comparés des paramètres 2 à 2. Les lignes rouges marques la valeur du paramètre pour meilleure modèle (le plus petit χ^2). 161

Liste des tableaux

5.1 Paramètres SExtractor utilisé en mode dual afin de détecter les sources faibles . . . 69

5.2 Voici les six premières lignes du catalogue de redshifts. Les colonnes ID, RA, DEC et z représente l'identifiant, l'ascension droite, la déclinaison et le redshifts de chaque entrée. La colonne CONFID représente l'indice de confiance des détection, allant de 3 (robuste) à 1 (moins fiable) en accord avec notre politique de gradation détaillée à la 5.6. La colonne TYPE fait référence à la classification des sources utilisée dans l'analyse de MUSE-UDF (Bacon et al. 2017 soumis) : TYPE=0 correspond aux étoiles, TYPE=2 correspond aux émetteurs [O II], TYPE=3 correspond aux galaxies ne présentant que des absorptions, TYPE=4 correspond aux émetteurs C III] et TYPE=6 correspond aux émetteurs Lyman-α (Les autres TYPE de MUSE-UDF ne correspondent à rien dans notre catalogue, c'est pour ça qu'il ne seront pas mentionné). La colonnes MUL correspond aux identifiants images multiples tels que reporté dans notre analyse du modèle de lentille. Les colonnes FXXXW et FXXXW_ERR correspondent aux magnitudes et à leurs erreurs dans les 7 bandes HST, ces valeurs sont issues de notre catalogue photométrique utilisé pour la détection. Les colonnes MU et MU_ERR correspondent aux facteur d'amplification et à son erreur calculées à l'aide de notre modèle final de lentille. Les entrées MXX sont les objets détectés uniquement dans le cube MUSE et qui ne correspondent à aucune détection de notre catalogue photométrique. 81

5.3 Synthèse de la comparaison des redshifts avec les études précédentes. La première division de cet table comprend la comparaison de redshifts avec le catalogue de Boschin et al. [2006] mais préserve l'identification originelle faite par Couch and Newell [1984]. La seconde division résume la comparaison avec le catalogue de redshifts de GLASS (Schmidt et al. 2014, Treu et al. 2015) tandis que la troisième compare les redshifts avec ceux de [Wang et al., 2015]. La colonne C renvoie au niveau de confiance associé aux mesures de redshifts MUSE tandis que la colonne Q associe la qualité rapporté depuis le catalogue GLASS. Les flèches ($\rightarrow$) indiquent une mise-à-jour du redshift de la source à l'issue de la comparaison. 84

5.1 (continued) 85

6.1 Nombre d'images et de systèmes multiples dans les modèles de lentille d'Abell 2744 pour différent études. $N_{sys,z}$ donne le nombre de systèmes ayant au moins une image possédant de la spectroscopie, $N_{im,z}$ donne le nombre d'images multiples confirmées par spectroscopie et utilisées dans le modèle. N_{sys} et N_{im}, donnent respectivement le nombre total de systèmes et le nombre total d'images multiples rapporté par l'étude, qu'elles soient utilisés comme contraintes ou non. 95

6.2 Table des systèmes multiples utilisés dans mes modèles. La colonnez_{ref} indique pour chaque image si une étude précédente possédait déjà un redshift en accord avec celui que j'ai utilisé, chaque lettre se réfère à une publication : J pour [Johnson et al., 2014], R pour [Richard et al., 2014], et W pour [Wang et al., 2015], M renvoie à mon travail de thèse et à la publication Mahler et al. [2017]. La colonne z_{spec} indique la valeur du redshift spectroscopique utilisée dans le modèle. La colonne *confi* rapporte l'indice de confiance attribué à la détection du redshift spectroscopique (voir section 5.6). La colonne *emline* indique les raies en émission détectées dans le spectre de l'image et la colonne *absline* indique les raies en absorption. La colonne rms_x indique la rms pour chaque image (en arcsec) pour 4 modèles différents incorporant chacun un des quatre jeux de contraintes (g pour *gold*, s pour *silver*, b pour *bronze* et c pour *copper*). La colonne *category* renvoie aux catégories de confiance auxquelles chaque image appartient. Voir section 6.2.3 pour une description plus détaillée des jeux de contraintes. 104

6.3 Comparaison des masses individuelles des potentiels de matière utilisés à la fois dans notre modèle et dans Jauzac et al. 2016a, la figure 7.1 montre la position des ces potentiels dans le champ de vue. 111

6.4 Les paramètres des meilleurs ajustements pour chaque potentiel PIEMD. De gauche à droite : les coordonnées centrales (mesurées en relatif par rapport à une position de référence ($\alpha = 00^h14^m20.7022^s$, $\delta = -30°24'00.6264''$), l'ellipticité (définie comme $(a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$), a et b sont les demi-grand axes et demi-petit axes de l'ellipse, l'angle de l'ellipse, la vitesse de dispersion centrale, le rayon de coupure et le rayon de cœur. Les valeurs entre crochets sont les paramètres fixes du modèle. DM1 et DM2 sont les potentiels de matière noire à grande échelle. BCG1 et BCG2 renvoient aux deux plus brillantes galaxies de l'amas. NorthGal et SouthGal renvoient aux deux galaxies en arrière plan projetées au redshift de l'amas. J16 clumps A et J16 clumps B renvoient aux deux lois d'échelle ayant servis à modéliser les deux groupes de sous-structures en périphérie du cœur de l'amas. clumps A contient N, NW et S3 (définis dans citeJauzac2016b), ayant une forte contre-partie lumineuse et clumps B contient S1, S2 et S4 ayant une faible contre-partie lumineuse. 115

Publications :

— **Strong lensing model on A2744 with MUSE data and Hubble Frontier Fields images**
Mahler, G. ; Richard, J. ; Clément, B. ; Lagattuta, D. J. ; Schmidt K. ; Patrício, V. ; Soucail G. ; Bacon R. ; Pello R. ;Bouwens. R. ; Maseda M. ; Martinez J. ; Carollo, M. ;Inami, H. ; Leclercq, F ; Wisotzki, L.
2017 - seconde révision du manuscrit MNRAS

— **Hubble Frontier Fields : systematic errors in strong lensing models of galaxy clusters implications for cosmography**
Acebron, A. ; Jullo, E. ; Limousin, M. ; Tilquin, A. ; Giocoli, C. ; Jauzac, M. ; Mahler, G. ; Richard, J.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 470, p.1809-1825

— **Lens Modeling Abell 370 : Crowning the Final Frontier Field with MUSE**
Lagattuta, D. J. ; Richard, J. ; Clément, B. ; Mahler, G. ; Patrício, V. ; Pelló, R. ; Soucail, G. ; Schmidt, K. B. ; Wisotzki, L ; Martinez, J. ; Bina, D
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 469, p.3946-3964

— **Hubble Frontier Fields : Predictions for the Next Appearance of SN Refsdal in the Massive Galaxy Cluster MACSJ**$1149.6 + 2223$
Jauzac, M. ; Richard, J. ; Limousin, M. ; Knowles, K. ; Mahler, G. ; Smith, G. P. ; Kneib, J.-P. ; Jullo, E. ; Natarajan, P. ; Ebeling, H. ; Atek, H. ; Clément, B. ; Eckert, D. ; Egami, E. ; Massey, R. ; Rexroth, M
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 457, Issue 2, p.2029-2042

Conférences

— **Automatic Selection of Multiple Images in the Frontier Field Clusters**
Mahler, G. ; Richard, J. ; Patrício, V. ; Clément, B. ; Lagattuta, D
IAU General Assembly, Meeting #29, id.2257080 - Frontier Fields Session

— **The MUSE view of the Frontier Field clusters**
Richard, J. ; Mahler, G. ; Clément, B. ; Lagattuta, D ; Patrício, V. ; Pelló, R. ; Bina, D
IAU General Assembly, Meeting #29, id.2257080 - Frontier Fields Session

— **Tightening the constraints on the mass distribution of the Frontier Fields MACSJ**$0416.1 - 2403$ **with VLT/MUSE spectroscopy**
Clément, B. ; Richard, J ; Mahler, G. ; Patrício, V. ; Lagattuta, D
IAU General Assembly, Meeting #29, id.2257080 - Frontier Fields Session

Monthly Notices of the ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY

MNRAS **473,** 663–692 (2018) doi:10.1093/mnras/stx1971
Advance Access publication 2017 August 2

Strong-lensing analysis of A2744 with MUSE and Hubble Frontier Fields images

G. Mahler,[1]★ J. Richard,[1] B. Clément,[1] D. Lagattuta,[1] K. Schmidt,[2] V. Patrício,[1] G. Soucail,[3] R. Bacon,[1] R. Pello,[3] R. Bouwens,[4] M. Maseda,[4] J. Martinez,[1] M. Carollo,[5] H. Inami,[1] F. Leclercq[1] and L. Wisotzki[2]

[1]*Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, F-69230, Saint-Genis-Laval, France*
[2]*AIP, Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP) An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany*
[3]*IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie), Université de Toulouse, CNRS, UPS, F-31400, Toulouse, France*
[4]*Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, NL-2300 RA, Leiden, The Netherlands*
[5]*ETH Zurich, Institute of Astronomy, Wolfgang-Pauli-Str. 27, CH-8093 Zurich, Switzerland*

Accepted 2017 July 31. Received 2017 June 15; in original form 2017 February 22

ABSTRACT

We present an analysis of Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) observations obtained on the massive Frontier Fields (FFs) cluster A2744. This new data set covers the entire multiply imaged region around the cluster core. The combined catalogue consists of 514 spectroscopic redshifts (with 414 new identifications). We use this redshift information to perform a strong-lensing analysis revising multiple images previously found in the deep FF images, and add three new MUSE-detected multiply imaged systems with no obvious *Hubble Space Telescope* counterpart. The combined strong-lensing constraints include a total of 60 systems producing 188 images altogether, out of which 29 systems and 83 images are spectroscopically confirmed, making A2744 one of the most well-constrained clusters to date. Thanks to the large amount of spectroscopic redshifts, we model the influence of substructures at larger radii, using a parametrization including two cluster-scale components in the cluster core and several group scale in the outskirts. The resulting model accurately reproduces all the spectroscopic multiple systems, reaching an rms of 0.67 arcsec in the image plane. The large number of MUSE spectroscopic redshifts gives us a robust model, which we estimate reduces the systematic uncertainty on the 2D mass distribution by up to ∼2.5 times the statistical uncertainty in the cluster core. In addition, from a combination of the parametrization and the set of constraints, we estimate the relative systematic uncertainty to be up to 9 per cent at 200 kpc.

Key words: gravitational lensing: strong – techniques: imaging spectroscopy – galaxies: clusters: individual: Abell 2744 – galaxies: high redshift – dark matter.

1 INTRODUCTION

Cluster of galaxies represent a natural merging process over large scales, and as such gather many valuable observables for our Universe. From a statistical point of view, they can constraint various physical processes, such as structure formation or cosmological parameters (Jullo et al. 2010; Schwinn et al. 2016). By measuring cluster mass distributions, we also gain insight into cluster-specific properties, such as dark matter content (Bradač et al. 2008, Umetsu et al. 2009). Furthermore, offsets between the location of baryonic and dark matter profiles can be used to test the nature of dark matter (e.g. its self-interacting cross-section, Markevitch et al. 2004; Harvey et al. 2015).

Strong gravitational lensing precisely measures the enclosed mass of a cluster at a given radius, making it a powerful tool for studying dark and luminous matter. The effect occurs when the curvature of space–time is large enough near the cluster centre to make different light paths from the same source converge on the field of view (FoV) of the observer.

With the first spectroscopic confirmation of a giant arc in A370 (Soucail et al. 1988), the use of the strong-lensing effect has evolved into a valuable technique for measuring the total mass of a cluster (both luminous and non-luminous components, e.g. Limousin et al. 2016). By refining the mass model of clusters, it is possible to calibrate them as cosmic telescopes and quantify the magnification

★ E-mail: guillaume.mahler@univ-lyon1.fr

© 2017 The Authors
Published by Oxford University Press on behalf of the Royal Astronomical Society

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

of background sources to study the high-redshift Universe (Coe et al. 2013; Atek et al. 2014; Alavi et al. 2016; Schmidt et al. 2016).

The correct identification of multiply imaged background sources is crucial to lens modelling because these objects can precisely probe the mass distribution in the cluster core. This requires the high spatial resolution of the *Hubble Space Telescope* (*HST*) to ascertain their morphologies and properly match the different lensed images to the same source. By combining observations in multiple *HST* bands, Broadhurst et al. (2005) were able to identify 30 multiply imaged systems in the massive cluster A1689 based on similarities in their colours and morphologies. This idea was further pursued in the Cluster Lensing And Supernovae survey with Hubble (CLASH, Postman et al. 2012). Using photometry from shallow observations ($\sim$1 orbit) of 25 clusters in 16 bands, Jouvel et al. (2014) finely sampled the spectral energy distribution (SED) of galaxies, obtaining accurate photometric redshifts. In the same set of data, Zitrin et al. (2015) identified from 1 to 10 multiple-image systems per cluster.

More recently, the Hubble Frontiers Field initiative (HFF, Lotz et al. 2016) combined very deep *HST* observations ($\sim$180 orbits per target) of six clusters in seven bands. The HFF observed six massive clusters (typical $\sim 10^{15}$ $M_{\odot}$) at $z = 0.3$–0.6 selected for their lensing ability. In particular, their capability of strongly magnifying very distant ($z > 6$) galaxies. The deep images revealed a remarkable collection of hundred of multiple images in each of the six clusters observed (Jauzac et al. 2014; Lotz et al. 2016).

To tackle this wealth of data, several teams have recently engaged in an effort to accurately model the mass of the cluster cores (e.g. Jauzac et al. 2014, Lam et al. 2014, Diego et al. 2016). Such a large number of multiple images leads to very precise mass estimates: for example, Jauzac et al. (2014, 2015) obtained <1 per cent statistical error on the integrated mass at 200 kpc radius in the clusters MACS0416 and A2744, and Grillo et al. (2015) measured <2 per cent error on the integrated mass at 200 kpc radius of MACS0416. However, the disagreement between models of the same cluster is typically ($\geq$10 per cent), significantly larger than the statistical uncertainty (see e.g. the mass profiles presented in Lagattuta et al. 2016). Therefore, the next step in further improving the accuracy of the mass estimates is to better understand the sources of systematic uncertainties. While two main drawbacks in strong-lensing analysis are the potential use of incorrectly identified multiple image systems and the lack of redshifts for the sources (used to calibrate the geometrical distance), spectroscopic confirmation of these systems is the best leverage to tackle both issues.

Spectroscopic observations have greatly improved the quality of cluster mass models, as demonstrated by Limousin et al. (2007), where a large spectroscopic campaign on the cluster A1689 provided redshift measurements for 24 multiple systems and enabled the rejection of incorrect multiple-image candidates in the process. However, multi-object slit spectroscopy is very costly when targeting multiple images in cluster cores due to the small number of objects (typically below 50) that can be targeted in a single observation. As demonstrated by Grillo et al. (2015) in CLASH clusters. Other initiatives such as the Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS, Schmidt et al. 2014; Treu et al. 2015) offers a valuable alternative to the slit spectroscopy by observing spectra over the entire image using a grism. The main benefit of slit-less spectroscopy is the blind search for emission in the FoV, but it is limited by low spectral resolution (typically $R \sim 200$) and strong overlap of the spectra on the detector.

A more recent alternative makes use of the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE; Bacon et al. 2010) instrument on the Very Large Telescope (VLT). MUSE is a large integral field spectrograph, providing spectra in the optical range (between 4800 and 9300 Å) over its entire 1 arcmin$\times$1 arcmin FoV using the technology of image slicers. This provides both a large multiplexing capability and a high sensitivity, on top of a good spectral resolution ($R \sim 3000$). Not only does MUSE provide an efficient follow-up of faint *HST* sources in very crowded regions, it also performs very well in the detection of very faint emission lines, especially Lyman-α emission at high redshift (Bacon et al. 2015; Bina et al. 2016; Drake et al. 2016). Overall, these capabilities make MUSE an ideal instrument for the spectroscopic follow-up of cluster cores: its FoV is well matched with the size of the multiply imaged region and it can easily isolate line emission embedded inside the bright continuum emission of cluster members (Grillo et al. 2015; Caminha et al. 2016; Jauzac et al. 2016b; Karman et al. 2016).

As part of the MUSE Guaranteed Time Observing (GTO) program on lensing clusters, the powerful combination of MUSE spectroscopy and the lensing efficiency of clusters is used to achieve a number of science goals: to observe the resolved properties of highly magnified distant galaxies (Patrício et al. 2016), to build reliable mass models (Richard et al. 2015) and challenge the Frontiers Fields (FFs) modelling with dozens of images (Lagattuta et al. 2016), or to constrain the Lyman-α luminosity function at faint luminosities (Bina et al. 2016).

In this paper, we present a MUSE-GTO spectroscopic survey and strong-lensing analysis of the HFF cluster A2744 (Couch & Newell 1984; Abell, Corwin & Olowin 1989, $\alpha = 00^{\rm h}14^{\rm m}19.51^{\rm s}$, $\delta = -30^{\circ}23'19.18''$, $z = 0.308$). This massive ($M(< 1.3\ {\rm Mpc}) = 2.3 \pm 0.1\ \ 10^{15}\ {\rm M}_{\odot}$, Jauzac et al. 2016a), X-ray luminous ($L_X = 3.1\ 10^{45}$ erg s^{-1}, Allen 1998) merging cluster shows concentrated X-ray emission near its core and extending to the north-west (Owers et al. 2011; Eckert et al. 2015).

A2744 has been well studied for its complex galaxy dynamics (Owers et al. 2011), and its strong-lensing properties, both through free-form (Lam et al. 2014) and parametric mass modelling (Johnson et al. 2014; Richard et al. 2014; Jauzac et al. 2015), as well as the combination of strong and weak lensing (Merten et al. 2011; Jauzac et al. 2016a, hereafter J16). In their weak-lensing analysis, using both the Canada–France–Hawaii Telescope and the Wide Field Imager on the MPG/European Southern Observatory (ESO) 2.2-m, J16 recently identified several group-scale substructures located $\sim$ 700 kpc from the cluster core, each of them having masses ranging between 5 and 8 $\times$ 10^{13} $M_{\odot}$. Yet, despite the careful attention given to this cluster, it has suffered from a lack of spectroscopic redshifts. The most recent strong-lensing study (Wang et al. 2015) used only seven multiply imaged sources with spectroscopic redshifts, combined with 18 photometric redshift systems, to model the mass of the cluster core.

The deepest data obtained in the MUSE GTO cluster program covered A2744 with a mosaic totaling an exposure time of 18.5 h. This deep coverage makes it possible for us to obtain an incredible amount of data over the entire FoV and even confirm or reject multiply imaged systems. In addition, we supplement this data set with Low Resolution Imager and Spectrograph (LRIS) observations from Keck. Using all of this spectroscopic data, we are able to dig deeper into the nature of the cluster and advance our understanding of systematic uncertainties.

The paper is organized as follows. In Section 2, we give an overview of the data. In Section 3, we describe the data processing to compute a redshift catalogue. In Section 4, we detail the strong-lensing analysis. In Section 5, we summarize the main results of the mass modelling. In Section 6, we discuss systematic uncertainties in

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

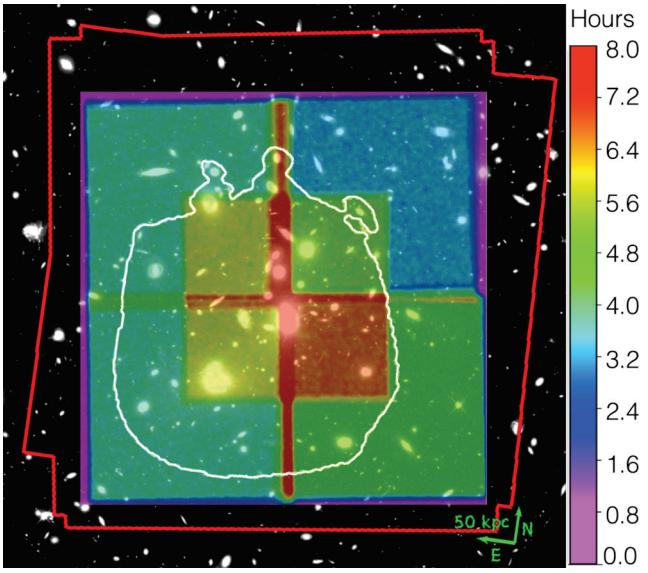

Figure 1. Full MUSE mosaic overlaid on the HFF F814W image. The shaded colour regions highlight our observing strategy, showing the total exposure time devoted to each section of the cluster. The region where multiple images are expected is marked by the white contour, and the red region shows the outline of the HFF WFC3 image mosaic.

the analysis, the influence of the outskirts and compare our results with other groups. Throughout this paper, we adopt a standard Λ-cold dark matter cosmology with $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $h = 0.7$. All magnitudes are given in the AB system (Oke 1974).

2 DATA DESCRIPTION

2.1 Hubble Frontier Fields images

The HFF observations of A2744 (ID: 13495, PI: J. Lotz) were taken between 2013 October 25 and 2014 July 1 in seven different filters, three with the Advanced Camera for Surveys (ACS; F435W, F606W, F814W) and four taken with the Wide Field Camera 3 (WFC3; F105W, F125W, F140W and F160W). In total 280 orbits were devoted to A2744 reaching in each filter a 5σ limiting magnitude AB ~ 29. The self-calibrated data provided by Space Telescope Science Institute (STScI),[1] (version v1.0 for WFC3 and v1.0-epoch2 for ACS) with a pixel size of 60 mas are used in this study.

2.2 MUSE observations

A2744 was observed with the Multi Unit Spectrographic Explorer (MUSE) between 2014 September and 2015 October as part of the GTO Program 094.A-0115 (PI: Richard). A 2×2 mosaic of MUSE pointings was designed to cover the entire multiple image area, centred at $\alpha = 00^h14^m20.952^s$ and $\delta = -30°23'53.88''$. The four quadrants were observed for a total of 3.5, 4, 4 and 5 h, in addition to 2 h at the centre of the cluster. Each pointing is split into 30 min individual exposures with a 90° rotation applied in between, to minimize the striping pattern caused by the IFU image slicers. Fig. 1 details the MUSE exposure map overlaid on top of an HFF red giant branch (RGB) image. The full MUSE mosaic is contained within all seven HFF bands (ACS and WFC3).

[1] https://archive.stsci.edu/missions/hlsp/frontier/abell2744/images/hst/

2.3 MUSE data reduction

The data reduction was performed with the MUSE ESO pipeline (Weilbacher et al. 2012, 2014) up to the mosaic combination. This comprises bias subtraction, flat-fielding (including illumination and twilight exposures), sky subtraction, flux calibration and telluric correction. The last two steps were performed with calibration curves derived from the median response of six suitable standard stars observed in the MUSE GTO Lensing Clusters program. After basic corrections, we align individual exposures to a common WCS with SCAMP (Bertin 2006), shifting each frame relative to a reference image, in this case, the F814W HFF data. No correction for rotation was applied since only a maximum rotation offset of 0.03° was observed. We then transform the realigned images into data cubes, resampling all pixels on to a common 3D grid with two spatial and one spectral axis.

Sky residuals were removed using the Zurich Atmosphere Purge (ZAP; Soto et al. 2016), which uses principal component analysis to characterize the residuals and remove them from the cubes. Objects above a 3σ threshold, measured on an empty region on the white light of a previously combined cube, were masked during the process of residual estimation. The individual cubes were then combined in the mosaic using median absolute deviation statistics to compare exposures and reject pixels deviating by more than 3 (Gaussian-equivalent) standard deviations. To correct for variations in sky transmittance during the observations, we calculated the average fluxes of bright sources in each cube with SExtractor. The frame with the highest flux was then taken as a reference to scale individual exposures during combination. The final combined cube was once more cleaned with ZAP and the background was corrected by subtracting the median of the 50 spectral neighbouring wavelength planes (masking bright objects) to each spatial row and column of the cube.

The final product is a 2 arcmin × 2 arcmin MUSE FoV mosaic with 1.25 Å spectral sampling and 0.2 arcsec spatial sampling. The point spread function (PSF) size was estimated by convolving the *HST* F814W image with a moffat kernel and correlating it with a filter matched MUSE image. We obtained a moffat full width at half-maximum (FWHM) of 0.58 arcsec in this filter for a β parameter of 2.5. Comparing the fluxes of the *HST* PSF-matched image with the MUSE image, we estimate that the MUSE photometry is accurate up to ∼7 per cent. These steps were performed using the MUSE PYTHON Data Analysis Framework (MPDAF)[2] software. A final version of the cube is publicly available for download.[3]

2.4 Keck/LRIS spectroscopy

We observed A2744 using the LRIS on the Keck-I telescope, during the night of 2015 December 7. One single spectroscopic mask covered seven multiple images selected in the cluster core: 1.1, 10.3, 25.3, 35.1, 37.1, 39.1 and 57.2 over 4.8 and 4.5 ks in the blue and red arms of the instrument, respectively. The blue arm was equipped with the 400 lines mm^{-1} grism blazed at 3400 Å, while the red arm was equipped with the 400 lines mm^{-1} grism blazed at 8500 Å. The light for both arms was separated using the 6800 Å dichroic.

This configuration provided nearly complete coverage of the wavelength range $3500 < \lambda < 9700$ Å, with a spectral resolution of 5.2 and 4.8 Å in the blue and red arms, respectively. Each

[2] https://git-cral.univ-lyon1.fr/MUSE/mpdaf.git
[3] http://muse-vlt.eu/science/a2744/

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

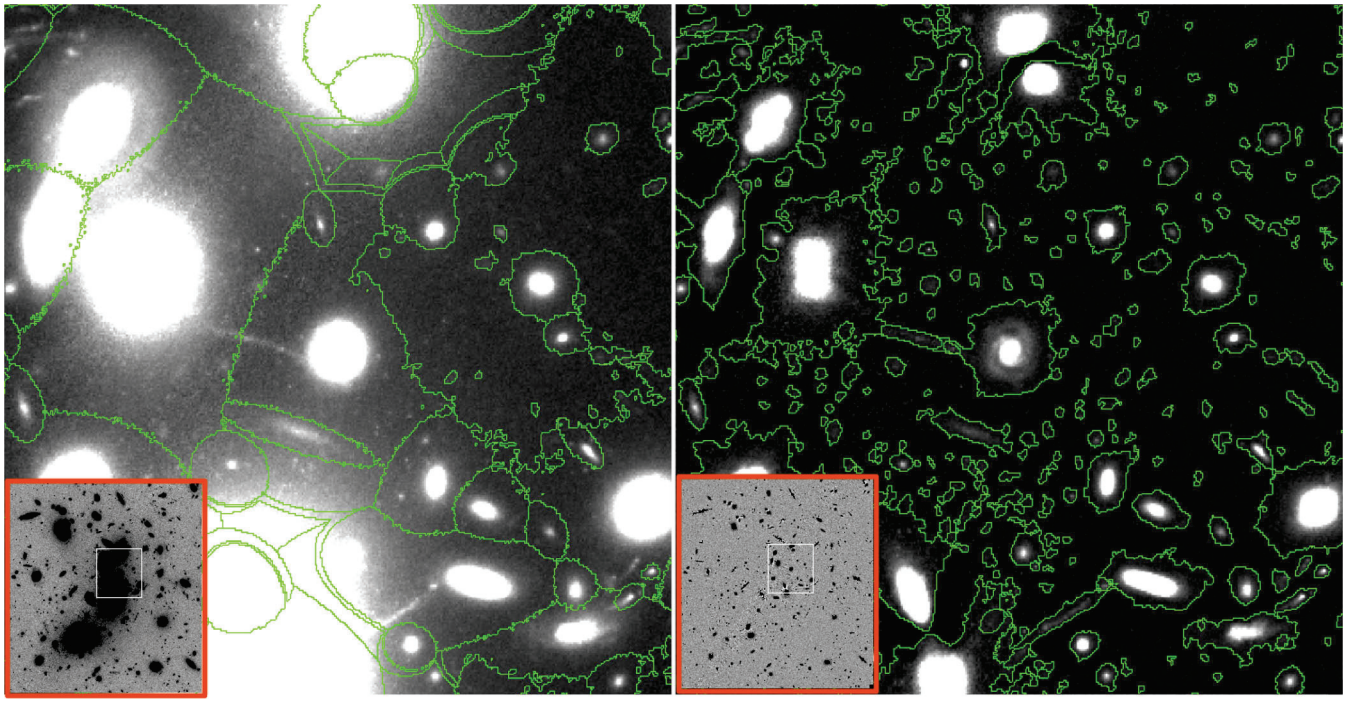

Figure 2. Example of the procedure used to subtract the ICL. Each panel is 23 arcsec (105 kpc at $z = 0.308$) on a side. The white rectangles in the inserted panels show the location of the zoomed area. On the left, a region in the original *HST* F814W filter. On the right, the same region and filter with the median removed, as described in Section 3.1. The scale and colour levels used in the two panels are the same. The median filter is calculated in a 21 × 21 pixel running window. The ICL and wings of bright cluster members are largely removed, leading to an increased contrast around small and faint sources, improving their detectability. The green contours show segmentation maps from identical detection set-ups.

slit was individually reduced using standard IRAF procedures for bias subtraction, flat-fielding, wavelength and flux calibration.

We inspected each 2D reduced slit for faint emission lines and identify clear emission in the spectrum of images 35.1 and 37.1, centred at 4446 and 4438 Å, respectively. The absence of any other strong emission line in the wavelength range gives a secure identification of Lyman α at similar redshifts: $z = 2.656$ for image 35.1 and $z = 2.650$ for image 37.1. No strong spectral feature was found in any the other multiple images included in the mask.

3 DATA ANALYSIS

Since MUSE is most sensitive to emission line objects, very faint ($m_{\rm F814W} \geq 25$) sources lacking emission lines can be hard to detect. Therefore, in order to extract the maximum number of sources possible, we applied three complementary detection methods over the entire field:

(i) Forced spectral extraction at the location of known faint sources detected in deep ($m_{\rm lim} \sim 30$) HFF imaging.

(ii) Emission line detection of sources based on a narrow-band filtering of the MUSE cube mosaic.

(iii) A few manual extractions of sources not captured by (i) and (ii) and found through visual inspection of the data cube (see, e.g. the special case of multiply imaged system 2 explained in Table B1).

We then searched the combined list of objects extracted with methods (i)–(iii) for spectral features, measuring redshifts which we compared to ancillary redshift catalogues of A2744. This process is described in the following subsections.

3.1 *HST* photometric catalogue

Our MUSE spectral extraction (method (i) described above) relies on apertures defined using a photometric catalogue. We build this catalogue taking full advantage of the depth and high spatial resolution of the HFF images to detect as many objects as possible. However, diffuse intracluster light (ICL) is an important and significant component of the core of the clusters and affects the detection of faint sources in the vicinity of cluster members, which is usually the case for multiple images (e.g. Montes & Trujillo 2014; Livermore, Finkelstein & Lotz 2016; Merlin et al. 2016). For this study, we remove the ICL and cluster member wings in each filter by subtracting the results of a running median, calculated within a window of ∼1.3 arcsec (21 pixels with 60 mas pixel scale *HST* images). Fig. 2 illustrates the improvement of our filtering procedure on the extraction of faint objects in a heavily crowded region near the cluster core. The ICL-subtracted images were weighted by their inverse-variance map and combined into one deep image. To perform a consistent photometric analysis SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts 1996) was used in dual-image mode, with objects detected in the combined image and their fluxes measured from the individual median-subtracted images.

By using the median-subtraction process, we inevitably underestimate the total flux of individual galaxies. To measure the level of underestimation, we compare photometric data between images with and without median subtraction. For consistency, we use identical detection set-ups on both images. We find that the total flux is underestimated by about 50 per cent for bright objects ($m_{\rm F814W} \sim 20$) and by ∼15 per cent for faint objects ($m_{\rm F814W} \sim 27$). However, the contrast and detectability of faint and peaky objects is also increased by ∼15 per cent. The SEXTRACTOR parameters used to

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

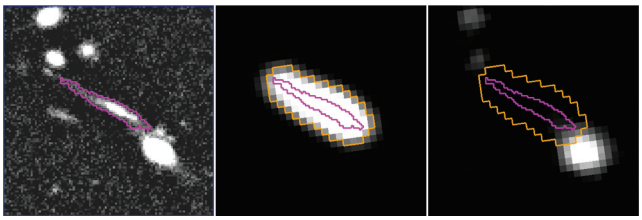

Figure 3. From left to right: (1) combined *HST* image used for source detection in the photometric catalogue. (2) Associated SExtractor segmentation map, convolved to the MUSE seeing level. (3) MUSE data, collapsed over all wavelengths. The magenta contour represents the *HST*-based detection, while the orange contour represents the 10 per cent cut-off level of normalized flux, after convolving the segmentation map to the MUSE seeing. Each panel is ∼6.25 arcsec on a side.

construct this catalogue are provided for reference in the published catalogue.

3.2 Extracting spectra

The resolution and sensitivity of the HFF images give morphological information of continuum emission, enabling us to deblend close pairs of objects. Based on the deblended source catalogue, an associated extraction area was used to extract spectral information from the MUSE data cube according to the largest PSF measured (∼0.7 arcsec), which appeared to be on the bluest part of the cube. The extraction area is based on a SExtractor segmentation map of each individual object broadened by a Gaussian convolution with an FWHM matched to this PSF. The resulting mask is rebinned to match the MUSE spatial sampling (0.2 arcsec pixel^{-1}) and the area of the mask is cut-off at 10 per cent of the maximum flux. Fig. 3 highlights steps of the masking process. MUSE pixels within the mask are combined in each wavelength plane, weighting each pixel by the signal-to-noise ratio. For further details of the method see Horne (1986). We note that our chosen set of detection parameters led SExtractor to deblend the most extended sources, such as giant arcs, into multiple objects in the catalogue. In these few cases, spectra were extracted after visual inspection and manual merging of the segmentation regions.

3.3 Automatic line detection

Complementing the extraction method based on *HST* continuum levels, we search the MUSE data cube for emission lines using the dedicated software MUSELET.[4] This analysis tool produces a large number of pseudo-narrow-band images over the entire wavelength range of the MUSE cube, summing the flux over five wavelength bins (6.25 Å) and subtracting the corresponding median-filtered continuum estimated over two cube slices of 25 Å width each.

SExtractor is then used on each of these narrow-band images to detect the flux excess due to emission lines. All SExtractor catalogues are then matched and merged to produce a list of line emissions which may or may not be associated with strong continuum flux. When multiple emission lines are identified for a single source, the redshift is automatically provided, otherwise the remaining lines are visually inspected to identify [O II]$_{\lambda\lambda 3727,3729}$, Ly$\alpha$ or another line.

[4] MUSELET is an analysis software released by the consortium as part of the MPDAF suite http://mpdaf.readthedocs.io/en/latest/muselet.html

3.4 Catalogue construction

Redshift assessment was performed independently by six authors (GM, JR, BC, DL, VP and JM), using several methods. We systematically reviewed all *HST*-based extracted sources down to a signal-to-noise ratio in the continuum where no secure redshift relying on continuum or absorption features were able to be assessed. This empirically corresponds to an *HST* magnitude of $m_{\rm F814W} = 24.4$. Each of these spectra was at least reviewed by one of the authors. The redshift catalogue was completed with information from the emission line finder MUSELET where reviewers also checked every line suggested by the software. Multiply imaged systems already recorded throughout the literature (Johnson et al. 2014; Lam et al. 2014; Richard et al. 2014; Jauzac et al. 2015; Kawamata et al. 2015; Zitrin et al. 2015) were carefully vetted by the same six authors in order to increase confidence in the redshift assessment. We assigned each measured redshift a confidence level based on the strength of spectral features according to the following rules:

(i) Confidence 3: secure redshift, with several strong spectral features.
(ii) Confidence 2: probable redshift, relying on 1 spectral feature or several faint absorption features.
(iii) Confidence 1: tentative redshift.

Examples of spectra assigned confidence 1, 2 and 3 are shown in Fig. 4.

We next construct a master redshift catalogue, including only spectra with a confidence level of 2 or 3. The only exceptions are made for multiply imaged systems ranked as very secure photometric candidates by HFF lens modellers (see Section 4 for more details). The master redshift catalogue was compared to entries in the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED, https://ned.ipac.caltech.edu), the publicly available redshift catalogue from the GLASS collaboration[5] and the redshifts presented by Wang et al. (2015), and corrected as needed. The details of this comparison is presented in Table B1.

The final catalogue contains 514 redshifts, including 10 with confidence 1 and 133 with confidence 2 and 371 with confidence 3. The spectral and spatial distributions of this catalogue can be seen in Fig. 5. Table 1 presents the very first entries of the catalogue and the full version is available in the online version.[6]

We compared the MUSE redshift catalogue presented here to the NED data base, checking in particular the redshifts presented by the GLASS team (Wang et al. 2015). In Appendix B, we list corrections made to redshifts published in the literature based on the MUSE data.

4 STRONG-LENSING ANALYSIS

In this section, we provide a brief summary of the gravitational lensing analysis technique used in this work. We refer the reader to Kneib et al. (1996), Smith et al. (2005), Verdugo et al. (2011) and Richard et al. (2011) for more details.

4.1 Methodology

Although many different analysis methods exist throughout the literature, they can generally be classified into two broad categories.

[5] https://archive.stsci.edu/prepds/glass/
[6] Available at: http://muse-vlt.eu/science/a2744/

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

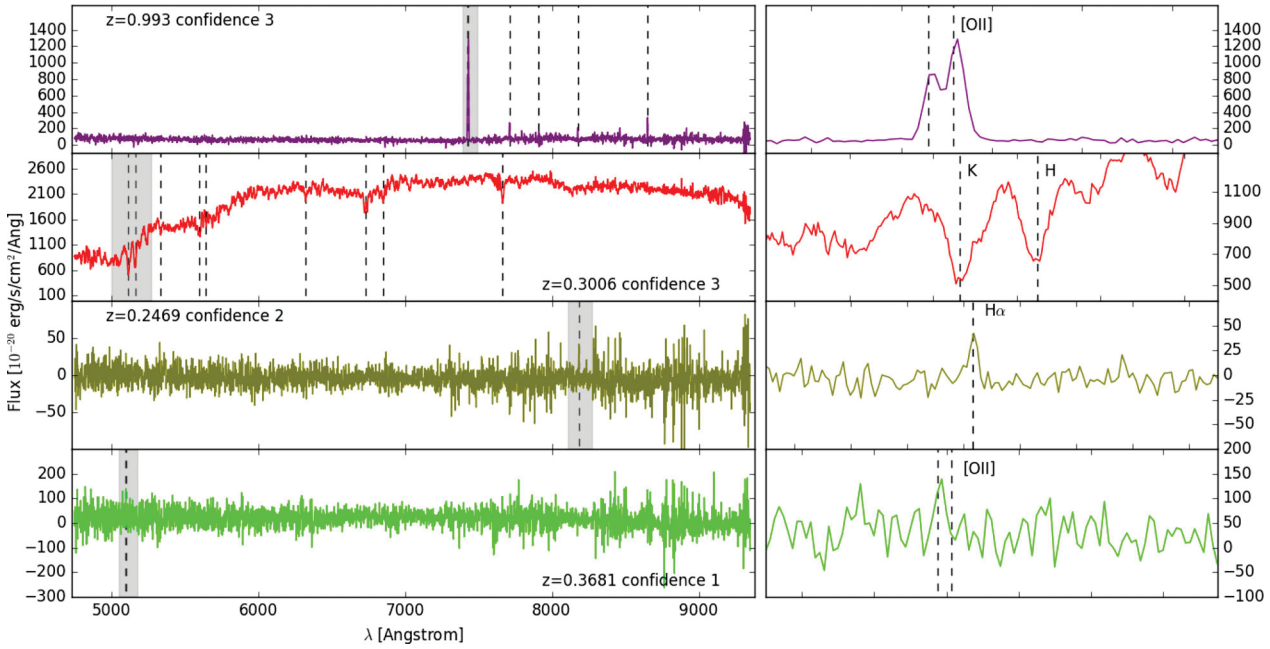

Figure 4. Examples of 1D spectral identification. The four rows highlight the grading process in terms of confidence level. Panels on the left show the complete spectrum, while panels on the right show the zoomed-in region marked by the grey-shaded area. Spectra are graded into three levels of confidence, from 1 (tentative), to 3 (secure). See Section 3.4 for details. From top to bottom, we show: a confidence 3 spectrum identified by multiple emission line features (marked by the vertical dashed lines), a confidence 3 spectrum based on absorption features, a confidence 2 spectrum based on a single line detection and a confidence 1 spectrum with a tentative, faint emission line feature identified as [O II].

The first category, known as parametric methods, use analytic profiles for mass potentials and rely on a range of parameters to describe the entire cluster mass distribution. The second category, referred to as non-parametric methods, make no strong assumption on the shape of the mass profile. Instead, the mass is derived from an evolving pixel-grid minimization. In this study, we take a parametric approach, using LENSTOOL (Jullo et al. 2007) to model the cluster mass distribution as a series of dual pseudo-isothermal ellipsoids (dPIE, Elíasdóttir et al. 2007), which are optimized through a Monte Carlo Markov Chain minimization.

To model the cluster mass distribution, dark matter (hereafter DM) dPIE clumps are combined to map the DM at the cluster scale. Galaxy-scale DM potentials are used to describe galaxy-scale substructure. Considering the number of galaxies in the cluster, including several hundred in the core alone, it is not feasible to optimize the parameters of every potential, as the large parameter space will lead to an unconstrained minimization. Moreover, individual galaxies contribute only a small fraction to the total mass budget of the cluster, so their effects on lensing are minimal at most. To reduce the overall parameter space, we scale the parameters of each galaxy to a reference value, using a constant mass–luminosity scaling relation given by the following equations:

$$\sigma_0 = \sigma_0^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1/4},$$
$$r_{\rm core} = r_{\rm core}^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1/2},$$
$$r_{\rm cut} = r_{\rm cut}^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1/2} \quad (1)$$

where σ_0^*, $r_{\rm core}^*$ and $r_{\rm cut}^*$ are the parameters of an $L*$ galaxy. The $r_{\rm core}^*$ is fixed at 0.15 kpc as $r_{\rm core}^*$ is expected to be small at galaxy scales and also degenerate with σ_0^*.

Some galaxies in the FoV are not expected to follow this relation, based on their unique properties or formation histories. As a result, we remove these objects from the scaling relation to avoid biasing the results. One prominent example is the brightest cluster galaxy (BCG) which will have a significantly different mass-to-light ratio and size, since it is the centre point of the merging process. As advised by Newman et al. (2013a,b), the two BCGs of A2744 are modelled separately. In addition, bright (therefore massive) galaxies behind the cluster can also contribute to the lensing effect near the core, so we include them in the galaxy sample, but model them separately from the scaling relation. In order to normalize the effects of these galaxies on the model, we rescale their total masses based on their line-of-sight (LOS) distance from the cluster. These 'projected-mass' galaxy potentials are then optimized.

Given the complexity of the cluster, the strong-lensing models are optimized iteratively, starting with the most obvious strong-lensing constraints (as discussed in Section 4.3.2). After the initial run concludes, parameters are then adjusted and the set of constraints can be reconsidered. Once these changes are made, another minimization is started and the model is revised according to the new results. This offers the possibility of testing different hypotheses, such as adding DM clumps or including an external shear field. Throughout this process, multiple image constraints can be paired differently and new counter-image positions can be identified by their proximity to the model predictions. Ending this iterative process is not obvious and an arbitrary level of satisfaction is needed to stop. In this work, the χ^2 value and rms statistics measured with respect to the observed positions of multiply imaged galaxies are used to rank different models and priors.

4.2 Selection of cluster members

To construct a catalogue of cluster members, we start with the colour–colour selection from Richard et al. (2014): all galaxies that

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

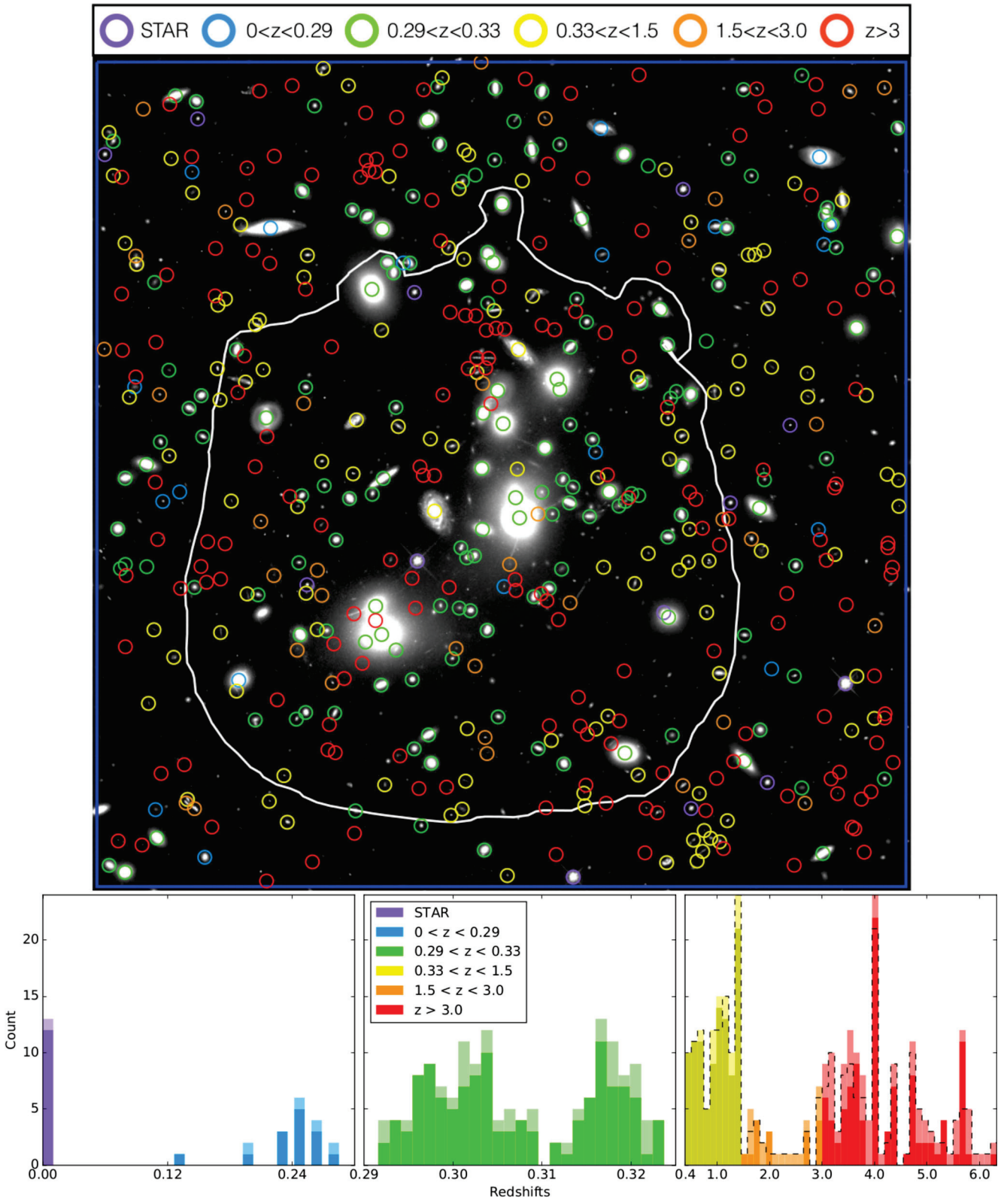

Figure 5. The top panel represents the spatial distribution of all secure redshifts, superimposed on an RGB *HST* image. The dark blue box represents the full extent of the 2 arcmin × 2 arcmin MUSE mosaic, while the white line encloses the multiple image area for objects with $z \leq 10$. The lower panels represent the redshift histogram of the same sources. The darker colour represents confidence 3 objects and the lighter colour represents confidence 2 objects. The lower left panel presents the foreground redshifts with respect to the cluster. The lower middle panel shows the cluster redshifts distribution. The lower right panel shows the redshift distribution of background sources. The black dashed line shows the number of independent background sources (corrected from the multiplicity due to lensing). Note that the bin sizes differ in the three bottom panels ($\Delta z \approx 0.0165$, 0.001 and 0.119, respectively)

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table 1. First six lines of the redshift catalogue released with this work. The columns ID, RA, Dec. and z represent the identification number, the right ascension, the declination and the redshift of each entry. The column CONFID represents the confidence level of the detection, from 3 for very secure down to 1 for less secure identifications according to our grading policy, see Section 3.4. TYPE represents the classification of the object based on the system used for the MUSE-UDF analysis (Bacon et al. in preparation): TYPE=0 are stars, TYPE=2 are [O II] emitters, TYPE=3 are absorption line galaxies, TYPE=4 are C III] emitters and TYPE=6 are Lyman-α emitters (the other MUSE-UDF TYPE do not match any entries of this catalogue). The MUL column shows the multiple image ID if it is reported in our strong-lensing analysis. Columns named FXXXW and FXXXW_ERR present the photometry and its error in the seven *HST* filters used in this study. MU and MU_ERR represent the magnification ratio and its error computed from our lensing mass model. Objects MXX are only detected in the MUSE cube as they do not match any entry from our photometric catalogue.

ID	RA	Dec.	z	CON-FID	TYPE	MUL	F435W	F435W _ERR	...	F160W	F160W _ERR	MU	MU _ERR
	[deg]	[deg]					[mag]	[mag]	...	[mag]	[mag]		
M39	3.5889097	−30.3821391	6.6439	2	6	””	””	””	...	””	””	2.221	0.061
2115	3.5938048	−30.4154482	6.5876	2	6	””	>29.44	99.0	...	26.70	0.0383	3.575	0.09
M38	3.5801476	−30.4079034	6.5565	2	6	””	””	””	...	””	””	2.958	0.084
M37	3.5830603	−30.4118859	6.5195	2	6	””	””	””	...	””	””	2.868	0.07
10609	3.598419	−30.3872993	6.3755	2	6	””	>30.39	99.0	...	30.00	0.3039	1.768	0.051
5353	3.6010732	−30.4039891	6.3271	3	6	””	>29.57	99.0	...	28.04	0.0938	3.821	0.133
...													

fall within 3σ of a linear model of the cluster red sequence in both the (m_{F606W}–m_{F814W}) versus m_{F814W} and the (m_{F435W}–m_{F606W}) versus m_{F814W} colour–magnitude diagrams. However, we limit ourselves to only those galaxies contained within the WFC3 FoV. This is because the WFC3 field approximately matches the MUSE FoV, allowing us to focus on modelling the cluster core (see Jauzac et al. 2015, and reference therein). As mentioned in the previous section, cluster members included in the mass model are scaled through a mass-to-light relation. In order to better fit the scaling relation to the selected galaxies, we take magnitudes from the ASTRODEEP photometric catalogue (see Merlin et al. 2016 and Castellano et al. 2016 for a complete view of the catalogue making process). When available, we use the ASTRODEEP magnitudes for our objects, since they assume a Sérsic model fit of galaxy photometry. Compared to our photometric catalogue, a major difference can be seen in bright objects. This is due to the broad limit between galaxy wings and ICL, which we remove with our median filtering. In cases where an F814W magnitude is not available from ASTRODEEP, we substitute it with the photometry of the catalogue detailed in Section 3.4. Because faint cluster galaxies far from lensed arcs only have a small lensing effect, only galaxies brighter than 0.01 L_* are included in the final galaxy selection (m_{F814W} <24.44; M≈1.5 × 10^9 M⊙, Natarajan et al. 2017). The global effect of missing cluster members will be degenerate with the total mass in the large-scale DM clumps.

Additionally, galaxies that match the initial colour selection but have confirmed redshifts outside of the cluster range [0.29 < z < 0.33] (see Fig. 5) are removed from the cluster member catalogue (8), while non-colour-matched galaxies with a confirmed cluster redshift are included (21). After all of this, we are left with 246 cluster galaxies out of which a large fraction (156) have spectroscopic redshifts. As described in Section 6.1, this large sample of cluster members provide vital information about the cluster dynamics.

4.3 Strong-lensing constraints

This section describes our methodology of categorizing multiply imaged systems and details the reviewing of all known multiple systems used and reported in the strong-lensing analyses of A2744. Table 2 summarizes the number of systems, images and spectroscopic redshifts from each study.

Prior to the FF observations, early lens models by Merten et al. (2011), Richard et al. (2014) and Johnson et al. (2014) constructed a catalogue of 55 multiple systems, including three secure spectroscopic redshifts for systems 3, 4 and 6 (Johnson et al. 2014). Later work by Jauzac et al. (2014), Lam et al. (2014), Ishigaki et al. (2015) and Kawamata et al. (2016) proposed ∼185 additional images from the analysis of the HFF data. This includes spectroscopic redshifts of seven lensed sources found by the GLASS team (Wang et al. 2015) measured for images 1.3, 2.1, 3.1 and 3.2, 4.3 and 4.5, 6.1, 6.2 and 6.3, 18.3, 22.1. The spectroscopic measurement for system 55 are associated with the same sources as system 1 (see Wang et al. 2015 for details). The existing numbers of multiple imaged systems (N_{sys}) and the total number of source images in these (N_{im}) as well as the fraction of spectroscopically confirmed redshifts are summarized in Table 2.

Table 2. Number of images and systems reported in the strong-lensing analyses of A2744 to date. $N_{sys,z}$ gives the number of systems having at least one image confirmed with a spectroscopic redshift and used in the model, $N_{im,z}$ the number of images confirmed with a redshift in these systems, compared to the total number of systems (N_{sys}) and images (N_{im}) presented. The bold value highlight the value of this study.

Study	$N_{sys,z}$	$N_{im,z}$	N_{sys}	N_{im}
pre-HFF				
Merten et al. (2011)	0	0	11	34
Richard et al. (2014)	2	2	18	55
Johnson et al. (2014)	3	3	15	47
post-HFF				
Lam et al. (2014)	4	4	21	65
Zitrin et al. (2014)	4	4	21	65
Ishigaki et al. (2015)	3	3	24	67
Jauzac et al. (2015)	3	8	61	181
Wang et al. (2015)	3	8	57	179
Kawamata et al. (2016)	5	5	37	111
This work	**29**	**83**	**60**	**188**

4.3.1 *Incorporating MUSE spectroscopic constraints*

We use all confidence levels 2 and 3 MUSE redshifts to check the multiplicity and the reliability of each multiple system. While

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

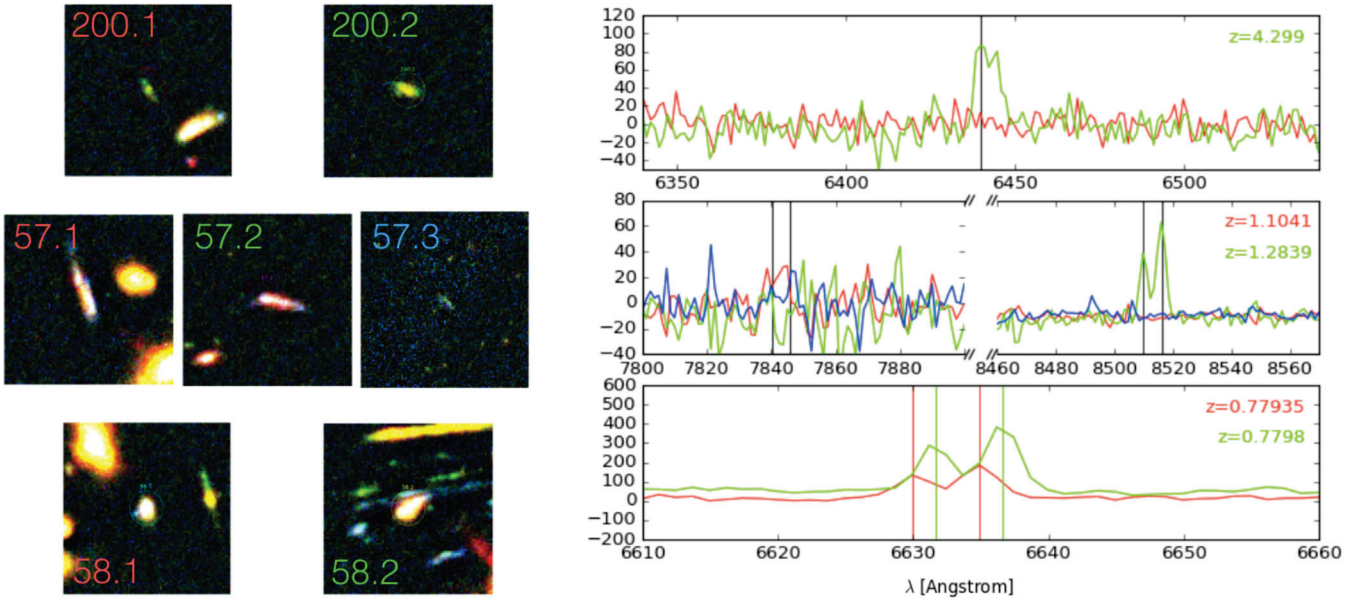

Figure 6. The three multiply imaged candidate systems downgraded to single images in this study. The top row presents system 200, where we are only able to measure a redshift for image 200.2. Using the location of the object and its measured redshift, our model predicts that it is not multiply imaged. The middle row presents system 57, where we are able to measure redshifts of images 57.1 and 57.2. From the spectra in the right-hand panel, we can see that these two images have very different redshift values, meaning that they do not come from the same source. Finally, the bottom row presents system 58. While the redshifts of the two images are closer than those in system 57, they are still different enough that we reject them as a multiply imaged pair. Each image panel is ∼5 arcsec on a side.

Wang et al. (2015) report a detection of Hα line at $z = 1.8630$ for image 1.3 with good confidence (Quality 3), the analysis of the stacked MUSE spectrum of system 1 leads to a secure redshift $z = 1.688$ based on multiple features (see in the Appendix B for details). As in their study, we also consider systems 55 and 1 belong to the same source such as systems 56 and 2.

We reject the multiplicity assumption for five candidates: 57.1, 57.2, 58.1, 58.2 and 200.2 which are measured at a redshifts of 1.1041, 1.2839, 0.779, 0.78 and 4.30, respectively. No redshifts were measured for images 200.1 and 57.3. Fig. 6 gives an overview of the rejected images.

In our inspection of the MUSE data cube we discovered Lyα emitters corresponding to three new multiply imaged systems. No photometric counterpart in the *HST* images could securely be associated with their Lyα emission (see systems 62, 63 and 64 in the list of multiple images).

4.3.2 *Reliability of multiply imaged systems*

The secure identification of multiple-image systems is key in building a robust model of the mass of the cluster. Because of the nature of lensing, constraints can only probe the total mass within an Einstein radius corresponding to the unique position and redshift of the source. Increasing the number of constraints at different positions and various redshifts thus makes it possible to map the mass distribution over the entire cluster. To maximize our coverage, we consider two categories of constraints: hard and soft.

Hard constraints occur when both the position of images and the redshift are known accurately. Thus, the mass potential parameters have to reproduce the correct position of the multiply imaged systems at the given redshift. Soft constraints occur when the position is known but not the redshift. In that case, the redshift is considered to be a free parameter and the model has to optimize the redshift that best predicts the multiple-image positions. Soft constraints introduce a large degeneracy between redshift and enclosed mass that will only be broken if a large number of such constraints are used.

In order to test the reliability of our multiple-image identifications, we compute an SED χ^2 statistic to quantify the similarity of the photometry in each pair of images within a given system:

$$\chi^2_\nu = \frac{1}{N-1} \min_\alpha \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{(f_i^A - \alpha f_i^B)^2}{\sigma_i^{A2} + \alpha^2 \sigma_i^{B2}} \right) \quad (2)$$

where N is the total number of filters, (f_i^X, σ_i^X) the flux estimate and error in filter i for images A and B considered to compute the χ^2. The conservation of colours between two lensed images make their photometry similar up to an overall flux ratio α which is minimized in this equation. As shown by Mahler et al. (in preparation) this statistic quantifies the probability of two images to come from the same sources. It shows some similarities with the approach used by Wang et al. (2015) and Hoag et al. (2016), expect for their use of colours and a normalization per pair of filters in their calculation. Combining all HFF filters, we found acceptable values for χ^2 (0 to 3) for almost all images, with slightly higher values typically being observed for sources whose photometry is compromised by bright nearby galaxies or suffer from 'overdeblending'.

The good χ^2 value of system 7 ($\chi^2 \sim 1.2$) promote the system to secure system and the poor agreement between the flux ratio and the predicted amplification ratio by three order of magnitude demote the counter image 10.3 to less reliable constraint.

We divide constraints into four different types of multiply imaged constraints, according to their confidence.

(i) The most reliable constraints, dubbed *gold*, consists of hard constraints (i.e. having spectroscopic redshifts). *Gold* systems do not include counter images without a spectroscopic redshift, except for system 2 which has a very distinct morphology. 83 images belonging to 29 systems are marked as *gold*.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

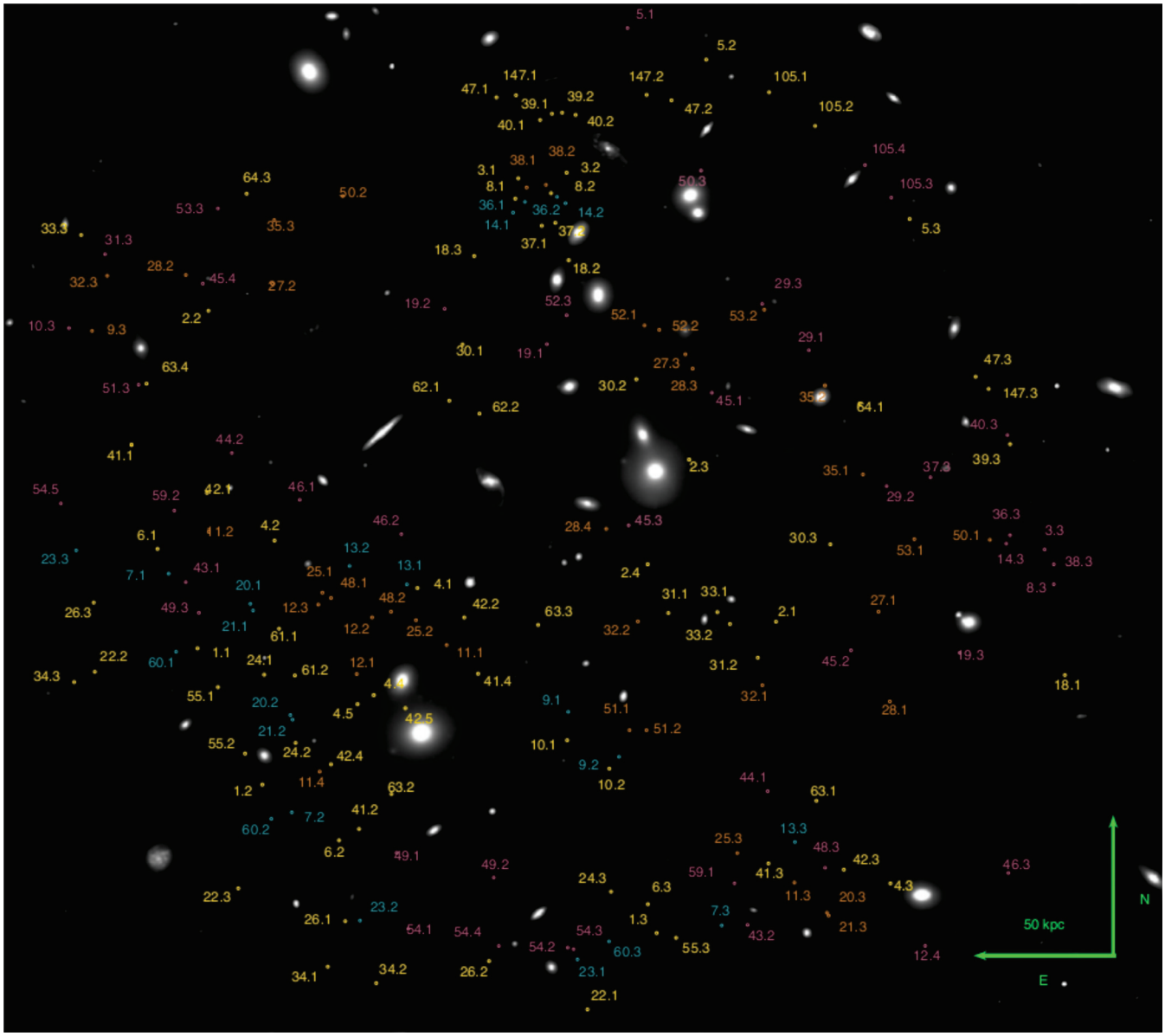

Figure 7. The gold, silver, bronze and copper circles match different sets of constraints called *gold*, *silver*, *bronze* and *copper*. Each of the constraints matches its corresponding colour. To avoid any mismatching, *silver* constraints appear bluer and *copper* constraints appear pinker. See Table A1 for details.

(ii) The second set of constraints, dubbed *silver*, are the most photometrically convincing images and systems in addition of *gold* constraints, following mostly the (unofficial) selection of FFs challenge modellers. By adding 22 images and 9 systems, this brings the total number of constraints to 105 images over 38 systems.

(iii) The third set, dubbed *bronze*, includes less reliable constraints. The *bronze* set contains 143 images of 51 systems.

(iv) The fourth set, dubbed *copper*, include images 3.3, 8.3, 14.3, 36.3, 37.3 and 38.3 because they were previously in disagreement among previous studies (see Lam et al. 2014; Jauzac et al. 2015 as example of disagreement). *Copper* set of constraints include as well all the remaining counter images and systems reported bringing the total number of images to 188 belonging to 60 systems.

The multiple images used in this study are shown in Fig. 7. The full list of multiply images is provided in Table A1. Spectral identification of each gold image is presented in Appendix C.

5 LENS MODELLING RESULTS

In this section, we construct lens models and describe their properties, along with the details of individual strong-lensing features.

5.1 Mass distribution in the cluster core

To investigate improvements on currently known mass models, we test several assumptions using a series of different model configurations. We quantitatively compare the quality of models with two criteria. The first one is the rms, which describes how well the model reproduces the positions of the constraints. The second one is the Bayesian Information Criterion (BIC) which is a statistical measurement based on the model Likelihood $\mathcal{L}$, penalized by the number of free parameters k and the number of constraints n:

$$\mathrm{BIC} = -2 \times \log(\mathcal{L}) + k \times \log(n), \quad (3)$$

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

The rms will give indication good indication of the global distance between your predicted images position in comparison with the measured one. Thus, we seek to reduce the rms as much as possible. The BIC will quantify the balance between the improvement of the model likelihood and the addition of parameters and constraints. Thus, we seek to see the best improvement of the likelihood while keeping the lowest BIC value possible.

For our initial model, we start with a parametrization similar to Jauzac et al. (2015), namely: two DM clumps representing cluster-scale potentials and two small-scale background galaxies ($MUSE_{9778}$ and $MUSE_{7257}$), in addition to identified cluster members (246). We also optimize the two primary BCGs separately from the mass-to-light scaling relation (see Section 4.1). While the Jauzac et al. (2015) model achieves an rms of 0.69 arcsec, our model – which includes 24 new systems with secure redshifts from MUSE and Keck data – has an rms of 1.87 arcsec and a BIC = 4893. The higher rms is expected: by increasing the number of spectroscopic constraints, the model can no longer adjust the redshifts of these systems to better fit the model. However systems 5 and 47 (as defined in Jauzac et al. 2015) contribute the most to the rms (system 5: rms=3.24 arcsec, system 47 rms=1.71 arcsec). Since there is a chance these objects might be incorrectly identified and because they affect mainly the northern part of the cluster core we temporarily remove these two systems for our next test.

In an attempt to improve the model further, we add a third cluster-scale clump ∼20 arcsec north of the northern BCG, free to vary in position. We choose this location due to the significant number of cluster galaxies in the area. After running two models, one with and one without the third clump, the resulting global rms is 0.77 arcsec in both cases , whereas the two clumps hypothesis has a BIC = 332 which is slightly lower than the three clumps BIC = 362. Note that at this stage systems 5 and 47 are still not included as constraints.

However, we next test the same assumptions but we revise the positions of systems 5 and 47 by adjusting them to the centroid of the Lyman-α emission. Additionally, thanks to the MUSE blind identification of the extended Lyman-α emission of these two sources, we are able to add two new constraints: systems 105 and 147 which function as separate substructures of systems 5 and 47, respectively. The mean rms (BIC) for the two different configurations increases from 0.77 to 0.86 arcsec (from 332 to 419) for the two-clump assumption and from 0.77 to 0.96 arcsec (from 362 to 511) for the three-clump assumption. This significant improvement on the models, compared to the initial one, is consistent with the observation of a diffuse gaseous component around the two galaxies sources of systems 5 and 47. The study of the physical properties of all background sources behind A2744 will be presented in a forthcoming paper (De la Vieuville et al. in preparation).

Since the addition of a third clump at best leaves the rms unchanged, we favour the simpler two-clump model moving forward. At the same time, we keep the new constraint configuration of systems 5/105 and 47/147, since this reduces the rms from the original model. Differences in models are shown in Fig. 8.

5.2 Influence of the cluster environment

The weak-lensing analysis of J16 reported the identification of six cluster substructures at large radii (∼700 kpc) with a significance level above 5σ. We expect these complex, large-scale structures to have an effect on the location of multiple images in the cluster core.

To first order the influence from these mass substructures can be approximated as a shear field. To test this possibility, we include the influence of an external (constant) shear field in our model, described by the following two parameters: the strength of the shear γ and the position angle θ. We use a broad uniform prior on the external shear: $0 < \gamma < 0.2$ for the strength and $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ for the angle. The resulting model rms is 0.78 arcsec and BIC = 384 (compared to 0.86 arcsec and BIC = 419 before) with best-fitting parameters $\theta = -36 \pm 1$ deg and a strength $\gamma = 0.17 \pm 0.01$. The effect of the external shear is global on the cluster core and not specifically targeted to a single location. From the analysis of the posterior probability distribution of each parameter, we notice a small correlation for each of the external shear parameters. The shear angle slightly correlates with the core radius and velocity dispersion parameters both from the southern DM clumps whereas the shear strength slightly anticorrelates with the two same parameters. These small correlations will not affect our results.

While adding an external shear improves our mass model, in some ways it is not physical, because it does not rely on specific masses. Therefore, we construct an alternative model which includes the J16 substructures as individual mass components. We exclude the substructure on the west side (labelled as Wbis in J16) because it is behind the cluster. We model the other clumps using dPIE potentials. Because the J16 weak-lensing analysis does not provide analytic parameters for mass profiles, we place priors on the dPIE parameters. In order to make the model clumps recreate the J16 total mass values as closely as possible, we look for the best scaling relation parameters ($\sigma*$, r^*_{cut}) matching the J16 masses for each substructure based on the following criteria:

(i) the enclosed mass in a radius of 150 kpc from the clump centre,
(ii) the enclosed mass in a radius of 250 kpc from the clump, and
(iii) the overall smoothness of the J16 cluster mass contours

Due to the different amount of light associated with the substructures as reported by J16, we separated the six potentials in two different scaling relations. To maintain the same number of parameters as the model with an external shear, we only optimize the values of $\sigma*$ of the two scaling relations. The resulting masses of the clumps are reported in Table 3, following the nomenclature from J16. The resulting rms is 0.67 arcsec which is comparable to the rms of the model including external shear (0.78 arcsec). We will discuss the comparison of these two models in more details in Section 6.2.

5.3 Dependence on the constraints

To this point, we have tested several model parametrizations while limiting our constraints to the *gold* set. We now reverse the process and look into the effect of using other sets of constraints (*silver, bronze* and *copper*, see 4.3.2), while keeping a fixed set of parameters. For these tests we use the model parametrization which includes substructures in the outskirts.

For each set of constraints, we optimize the model and the best-fitting parameters are presented in Table 4. There is an apparent improvement on the rms from the *gold*-constrained (0.67 arcsec) to the *silver*-constrained (0.59 arcsec) model. However, the higher BIC (400) of the *silver*-constrained compared to the *gold*-constrained model (332) suggests that the penalty of adding new constraints outweighs the improvement in the fit, despite the lower rms. In other words, the BIC indicates that the additional photometric candidates do not bring new information to the constraints that already exist in the *gold* sample.

Looking into the *bronze*-constrained model, we can see the rms has increased relative to the *silver*-constrained model, returning to

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

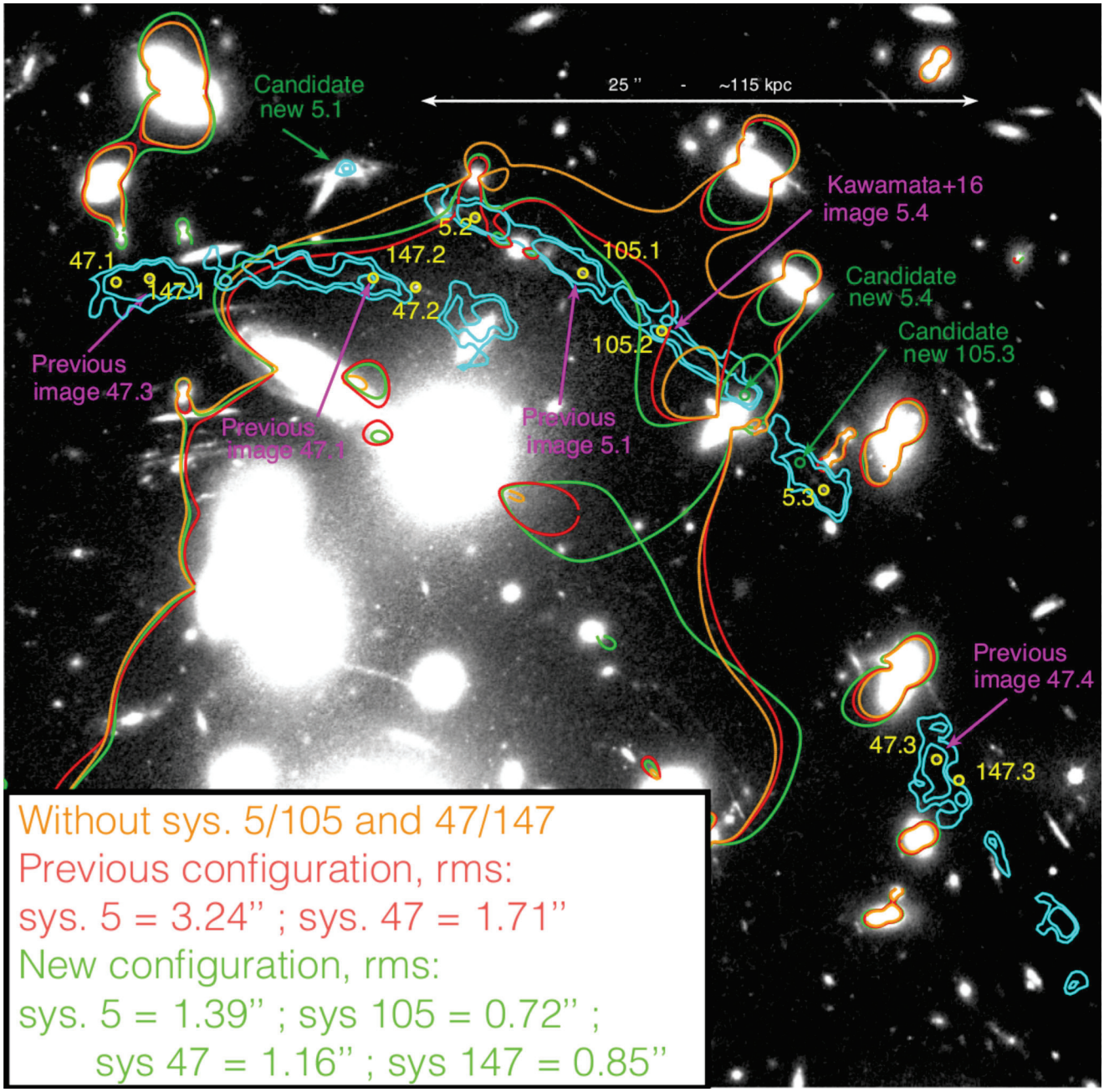

Figure 8. Differences between models based on the assumptions developed in Section 5. The blue contour shows the Lyman-α emission at the redshift of systems 5, 105, 47 and 147 ($z = 4.0225$). The orange, red and green lines show the tangential critical curve at the same redshift for three different models. While all models use the same parametrization for the mass components, each makes a different assumption about systems 5 and 47. As a reference, the orange line traces the critical curve when the two systems are removed from the model entirely. Conversely, the red line shows the critical curve assuming the previous constraint configuration: namely, that systems 5 and 47 are each an individual multiply imaged object. Finally, the green line represents the critical curve measured when system 5 and 47 are both divided in two distinct components (system 5→5 and 105 and system 47→47 and 147). This new configuration better matches the observed Lyman-α emission.

the same level as the original *gold*-constrained model. However, the penalty of adding the additional constraints is clearly seen since the BIC is significantly larger than either the *gold*- or *silver*-constrained model values.

The considerably larger rms value for the model with *copper* constraints is mainly due to systematics, such as including the wrong (non-spectroscopic) counter image to systems which have spectroscopic redshifts. This may include images 10.3 and 37.3, which provide some of the largest rms errors on the model ($\mathrm{rms}_{37.3} = 9.62$ arcsec; $\mathrm{rms}_{10.3} = 4.91$ arcsec), see the rms columns in Table A1.

6 DISCUSSION

We discuss here the overall structure of the cluster A2744 in the context of the new MUSE data. We investigate the dynamics of cluster members and the influence of the environment of the cluster on our models.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table 3. Comparison of the masses of the individual mass clumps used in this study and in Jauzac et al. (2016a). Fig. 10 shows the location of each of the clumps.

Clump	This study $M(10^{13})\,M_\odot$	J16 $M(10^{13})\,M_\odot$
N	9.86	6.10 ± 0.5
NW	13.22	7.90 ± 0.60
S1	4.61	5.00 ± 0.40
S2	5.00	5.40 ± 0.50
S3	12.4	6.50 ± 0.60
S4	5.68	5.50 ± 1.20

6.1 Dynamics of the cluster core

Owers et al. (2011) performed the largest spectroscopic survey of cluster members to date in the A2744 field, using the AAOmega spectrograph on the Anglo-Australian Telescope. They measured redshifts for 343 members within a 3 Mpc projected radius from the cluster core. Their analysis of the cluster dynamics clearly preferred a model including three dynamical components, with two distinct clumps (A and B) centred around the cluster core and a separate LOS velocity distribution encompassing the rest of the cluster. The strong-lensing region we model in this paper is referred to as the southern compact core in their study.

Despite covering a smaller region around this core ($r < 550$ kpc), we measure redshifts for 156 cluster members using the new MUSE observations (Fig. 5, middle panel). To get a more robust estimate of their relative velocities, we refine these redshifts using the AUTOZ (Baldry et al. 2014) software, cross-correlating each spectrum with template spectra consisting of both passive and star-forming galaxies. In Fig. 9, we present a 2D map of the LOS velocities relative to the cluster redshift $z = 0.3064$, defined as the mean redshift in Owers et al. (2011). The colour scheme used in the figure reflects the relative velocity of each cluster member, while the symbol size is scaled according to the brightness in the ACS/F814W band from our photometric catalogue.

Fig. 9 reveals a clear dichotomy in the distribution of velocities, with two groups of cluster members at low and high velocities centred around the NW and SE regions, respectively. Star-forming cluster members (represented by star symbols in Fig. 9 and selected from [O II] emission) tend to be located in the outskirts of the FoV (>100 kpc radius), where the surface mass density of the cluster drops below $1.5 \times 10^9\,M_\odot$.

The bimodality in the distribution of velocities appears clearly in the redshift histogram (Fig. 9, inset). We adjust each of the two components (separated at $v = 870\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) with a Gaussian distribution and find the parameters ($v_{\mathrm{centre}} = -1308 \pm 161$ $\mathrm{km\,s^{-1}}$, $\sigma = 1277 \pm 189\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) and ($v_{\mathrm{centre}} = 2644 \pm 72$ $\mathrm{km\,s^{-1}}$, $\sigma = 695 \pm 76\,\mathrm{km\,s^{-1}}$). These values are remarkably close to the parameters found by Owers et al. (2011) for clump B ($v_{\mathrm{centre}} = -1658$ $\mathrm{km\,s^{-1}}$, $\sigma = 789\,\mathrm{km\,s^{-1}}$) and clump A ($v_{\mathrm{centre}} = 2574$ $\mathrm{km\,s^{-1}}$, $\sigma = 441\,\mathrm{km\,s^{-1}}$), respectively, as seen in Fig. 9. The main difference is a small excess in the distribution of galaxies in the velocity range $[-200, 800]$ $\mathrm{km\,s^{-1}}$. This excess could be due to the presence of cluster members that do not belong to the A or B clump.

Due to the clear gap in velocities between the two clumps A and B ($\sim$4000 $\mathrm{km\,s^{-1}}$), the simplest hypothesis would suggest a pre-merger phase between those two components (e.g. Maurogordato et al. 2011). These clumps are separated by $\sim$ 75 kpc in projection, along a similar SE–NW direction as the two DM mass clumps of the mass model. This projected distance is small but significant: the two clumps are therefore separated both spatially and dynamically. This small offset strengthens the assumption of a merging process along the LOS. However, the relative complexity of the X-ray emission in the cluster (Owers et al. 2011; Jauzac et al. 2016a) suggest a more complicated scenario. A joint analysis of the temperature of the gas and the dynamics of galaxies would shed light into the cluster merging history, but is out of the scope of the paper.

6.2 External shear effect

Here, we discuss the relevance of including external shear in the model, first mentioned in Section 5.2. To probe for shear effects, we build three models using only the *gold* spectroscopic constraints. The first model, called the 'reference' model, is built according to the methodology reported in Section 4, only including mass potentials which are in the WFC3 FoV. After optimizing this model, we find a best-fitting rms of 0.86 arcsec. Next, we add a constant external shear field to the reference model which reduces the global rms (0.78 arcsec) during optimization. This model is known as the 'external shear' model. Finally, we replace the external shear field with the optimized J16 weak-lensing mass clumps as described in Section 4, creating what we call the 'outskirt mass clumps' model. We find the optimized rms of this model to be 0.67 arcsec. Comparing the overall model properties, we find that the external shear model is the least massive of the three. This arises from the fact that a pure external shear field has no intrinsic mass in our modelling scheme. The difference is small though, as shown by the two mass profiles in the right-hand panels of Fig. 10 and the total mass contained within a radius $R = 1.3$ Mpc, which differs by only $\sim$7 per cent.

Since the main influence on the strong-lensing region by the outskirts mass clumps is a shear effect, we can compare the shear fields produced by this model and the pure external shear model. To do this, we generate a grid of shear values over the entire A2744 field, and measure the induced ellipticity in a region encompassing all of the strong-lensing constraints. The histograms in Fig. 11 show the comparison between the external shear and the shear induced by the outskirts mass clumps. We see that the shear fields are entirely consistent in terms of strength γ and orientation θ for both models. For both parameters, the black line represent the mean value and the red area the 1σ error computed from all the models sampled during the external shear model optimization process. In both histograms, the blue distribution is computed from the outskirts mass model taking the shear value within the central region described before and shown in Fig. 10. The good agreement between this distribution (initially detected based on weak-lensing effect at large radius) and the external shear parameters highlights the need for including environmental effects to better model the cluster core.

Moreover, we note that systems 15 and 16 (Richard et al. 2014) are close enough to the N and NW clumps, that their positions are likely significantly affected by these masses. However, for simplicity – since both systems lack spectroscopic redshift – we did not use them as constraints in the outskirts mass model (see Section 5.2). It should be mentioned, though, that the masses shown in Table 3 are large enough to produce multiple images.

Overall, thanks to numerous constraints with spectroscopy we are able to reach the level of sensitivity where mass clumps in the environment influence our model. The improvement in rms combined with the comparison between the external shear model and the outskirts mass model show that distant clumps ($\sim$700 kpc) contribute to the mass reconstruction in the vicinity of the cluster core by their induced shear. However, the mass profiles from both

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table 4. Lens models and best-fitting parameters for each dPIE clump. From left to right: central coordinates (measured relative to the position ($\alpha = 00^h14^m20.7022^s$, $\delta = -30°24'00.6264''$), ellipticity (defined to be $(a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$, where a and b are the semi-major and semi-minor axes of the ellipse), position angle, central velocity dispersion, cut and core radii. Quantities within brackets are fixed parameters in the model. DM1 and DM2 refer to the large-scale DM halo while BCG1 and BCG2 refer to the first and second brightest galaxy in the cluster core. NorthGal and SouthGal are two background galaxies that are projected into the lens plane to be modelled as they could influence locally the position of multiple images. J16 clumps A and J16 clumps B divide the six cluster substructures detected in J16 into two groups : clumps A (N, NW and S3 in J16) have bright luminous counterparts, while clumps B (S1, S2 and S4 in J16) have faint luminous counterparts.

Model name (Fit statistics)	Component –	$\Delta\alpha$ (arcsec)	$\Delta\delta$ (arcsec)	ε	θ (deg)	σ_0 (km s^{-1})	$r_{\rm cut}$ (kpc)	$r_{\rm core}$ (kpc)
Gold constraints	DM1	$-2.1^{+0.3}_{-0.3}$	$1.4^{+0.0}_{-0.4}$	$0.83^{+0.01}_{-0.02}$	$90.5^{+1.0}_{-1.1}$	$607.1^{+7.6}_{-0.2}$	[1000.0]	$18.8^{+1.2}_{-1.0}$
rms = 0.67 arcsec	DM2	$-17.7^{+0.2}_{-0.3}$	$-15.7^{+0.4}_{-0.3}$	$0.51^{+0.02}_{-0.02}$	$45.2^{+1.3}_{-0.8}$	$742.8^{+20.1}_{-14.2}$	[1000.0]	$10.7^{+1.1}_{-0.5}$
$\chi^2/\nu = 1.7$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[−76.0]	$355.2^{+11.3}_{-10.2}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L}) = -113$	BCG2	[−17.9]	[−20.0]	[0.38]	[14.8]	$321.7^{+15.3}_{-7.3}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 332	NorthGal	[−3.6]	[24.7]	[0.72]	[−33.0]	$175.6^{+8.7}_{-13.8}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[−12.7]	[−0.8]	[0.3]	[−46.6]	$10.6^{+43.2}_{-3.6}$	$1.5^{+20.6}_{-0.7}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$155.5^{+4.2}_{-5.9}$	$13.7^{+1.0}_{-0.6}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$209.6^{+5.8}_{-6.1}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$82.7^{+8.6}_{-9.3}$	[600.0]	[0.0]
Silver constraints	DM1	$-1.4^{+0.3}_{-0.4}$	$3.9^{+0.0}_{-0.4}$	$0.83^{+0.01}_{-0.01}$	$92.1^{+1.0}_{-1.0}$	$553.6^{+17.1}_{-13.4}$	[1000.0]	$16.5^{+1.9}_{-1.4}$
rms = 0.59 arcsec	DM2	$-17.4^{+0.3}_{-0.3}$	$-16.0^{+0.3}_{-0.4}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	$44.2^{+1.1}_{-1.1}$	$732.2^{+15.3}_{-16.6}$	[1000.0]	$9.9^{+0.7}_{-0.5}$
$\chi^2/\nu = 1.4$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[−76.0]	$335.8^{+11.1}_{-10.1}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L}) = -120$	BCG2	[−17.9]	[−20.0]	[0.38]	[14.8]	$305.3^{+9.3}_{-8.9}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 400	NorthGal	[−3.6]	[24.7]	[0.72]	[−33.0]	$180.8^{+9.3}_{-14.0}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[−12.7]	[−0.8]	[0.3]	[−46.6]	$81.9^{+52.7}_{-7.8}$	$1.4^{+20.7}_{-0.7}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$163.5^{+4.9}_{-4.8}$	$13.3^{+0.8}_{-0.5}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$218.7^{+4.4}_{-6.4}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$105.7^{+7.3}_{-9.9}$	[600.0]	[0.0]
Bronze constraints	DM1	$-1.1^{+0.2}_{-0.3}$	$3.8^{+0.0}_{-0.5}$	$0.87^{+0.01}_{-0.02}$	$94.8^{+0.9}_{-0.7}$	$591.5^{+17.4}_{-15.7}$	[1000.0]	$26.4^{+1.6}_{-1.5}$
rms = 0.67 arcsec	DM2	$-16.5^{+0.2}_{-0.1}$	$-15.4^{+0.2}_{-0.2}$	$0.49^{+0.01}_{-0.02}$	$43.6^{+0.7}_{-0.7}$	$765.8^{+9.5}_{-7.2}$	[1000.0]	$11.0^{+0.5}_{-0.2}$
$\chi^2/\nu = 1.8$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[−76.0]	$353.7^{+6.9}_{-9.5}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L}) = -192$	BCG2	[−17.9]	[−20.0]	[0.38]	[14.8]	$328.1^{+5.5}_{-5.9}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 622	NorthGal	[−3.6]	[24.7]	[0.72]	[−33.0]	$203.2^{+6.0}_{-9.1}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[−12.7]	[−0.8]	[0.3]	[−46.6]	$83.2^{+16.0}_{-50.3}$	$4.2^{+8.6}_{-9.9}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$181.9^{+0.8}_{-0.9}$	$12.8^{+0.3}_{-0.3}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$211.5^{+3.0}_{-3.3}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$95.3^{+6.1}_{-7.5}$	–	[0.0]
Copper constraints	DM1	$-2.2^{+0.1}_{-0.1}$	$1.1^{+0.3}_{-0.4}$	$0.9^{+0.01}_{-0.0}$	$91.5^{+0.5}_{-0.4}$	$607.1^{+4.5}_{-4.0}$	[1000.0]	$21.2^{+0.4}_{-0.5}$
rms = 1.48 arcsec	DM2	$-17.3^{+0.0}_{-0.0}$	$-14.8^{+0.1}_{-0.1}$	$0.6^{+0.01}_{-0.01}$	$46.4^{+0.5}_{-0.4}$	$785.0^{+4.4}_{-5.1}$	[1000.0]	$12.2^{+0.2}_{-0.2}$
$\chi^2/\nu = 43.2$	BCG1	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[−76.0]	$390.5^{+6.3}_{-7.8}$	[28.5]	[0.3]
$\log(\mathcal{L}) = -4511$	BCG2	[−17.9]	[−20.0]	[0.38]	[14.8]	$387.3^{+4.4}_{-4.7}$	[29.5]	[0.3]
BIC = 9325	NorthGal	[−3.6]	[24.7]	[0.72]	[−33.0]	$192.8^{+4.3}_{-8.3}$	[13.2]	[0.1]
	SouthGal	[−12.7]	[−0.8]	[0.3]	[−46.6]	$186.6^{+7.6}_{-8.5}$	$0.4^{+0.9}_{-0.8}$	[0.1]
	L^* Galaxy	–	–	–	–	$166.0^{+1.0}_{-2.4}$	$12.8^{+0.2}_{-0.2}$	[0.15]
	J16 clumps A	–	–	–	–	$196.3^{+1.8}_{-1.7}$	[300.0]	[0.0]
	J16 clumps B	–	–	–	–	$75.5^{+9.8}_{-5.1}$	–	[0.0]

models tend to only separate one from each other at the end of the multiply imaged region (∼200 kpc).

6.3 The overall mass profile

We now compare the two best mass profiles found in this study (external shear and outskirt masses) to similar profiles derived from other post-HFF strong-lensing models of A2744. To do this, we construct the azimuthally averaged radial mass profile centred on the first BCG. The mass maps are generated by HFF modelling teams and are publicly available in the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST).[7]

[7] https://archive.stsci.edu/prepds/frontier/lensmodels/

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

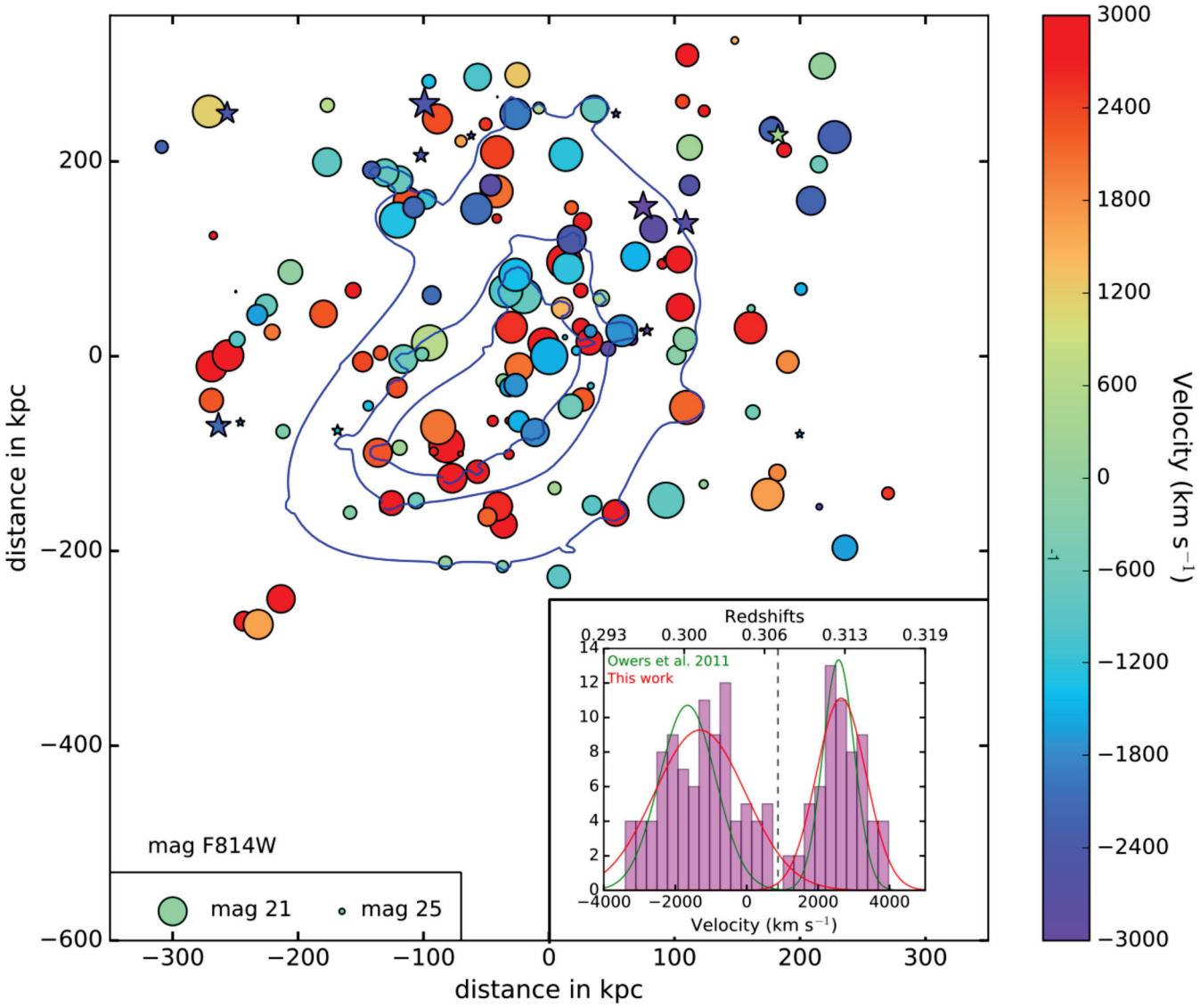

Figure 9. Spatial map of the velocity shift of cluster members, relative to the systemic cluster velocity. Circle symbols represent galaxies with no emission lines and star symbols represent galaxies with strong emission lines. The histogram of velocities is shown in the inset, overplotted with the velocity peaks found in Owers et al. (2011) and our study. For reference, we also show mass contours of the cluster (blue lines) at 1×10^9, 1.5×10^9 and 2×10^9 $M_\odot$ kpc^{-2}.

Fig. 12 shows the mass profiles derived from all the studies, including our new analysis. The differential mass profile (middle panel) shows that within ∼100 kpc both of our mass profiles are lower than any other study (except the central 20 kpc of the CATS (v3.1) model) and our 3σ statistical uncertainties do not cover the difference in mass. The grey area represents the area where multiple images are expected, and corresponds to the region where our constraints are located. Between 100 kpc and the end of the grey area different mass profiles tend to diverge one from another. Most of the models agree more with the outskirts mass model, which we will use as our fiducial model in the rest of the paper. Mass profiles are extrapolated beyond the edge of the grey area, since no hard strong-lensing constraints are found at these distances. Here, a clear separation between models appears: Bradac (v2), CATS (v3.1), Zitrin-NFW (v3) and our fiducial model profiles tend to keep a high density at large radii, while GLAFIC (v3), Sharon (v3) and our external-shear model generate a lower mass profile. At very large distances, the profile from Williams (v3) drops considerably lower than all others. These effects are seen in both panels of Fig. 12.

The discrepancies in the inner core could be due to the new hard constraints we add to our mass models, while the discrepancies outside the multi-imaged region may be related to different aspects of the modelling technique and their sensitivity to environmental effects. By probing the overall discrepancies in the mass profiles between different analyses, we can begin to understand the magnitude of systematic uncertainties and their overall effects on the modelling.

Compared to other parametric models (v3 from CATS, GLAFIC and Sharon), our fiducial model reaches a similar, or slightly higher rms (0.6 arcsec). The main difference is a higher ratio between the number of constraints (k) and the number of free parameters (n), which can be used as a metric on the level of constraints available. Thanks to the large number of spectroscopic redshifts available for the *gold* systems, we obtain $k/n = 134/30 = 4.5$ compared to $70/30 = 2.33$ for CATS (v3), and $146/100 = 1.46$ for GLAFIC

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

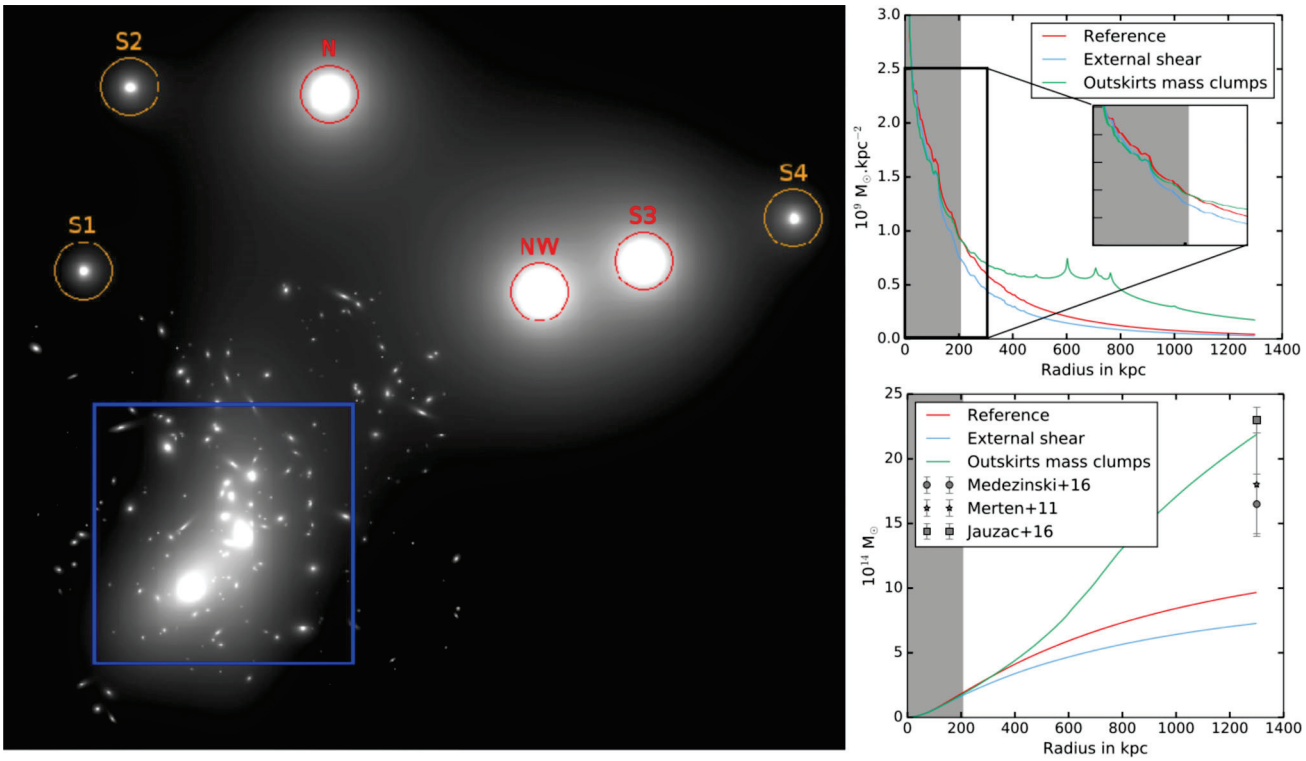

Figure 10. Left: mass map of the model included mass clump in the outskirts following J16 nomenclature. The blue box is ∼290 kpc large and corresponds to the region where the shear comparison was made (Fig. 11). Circles show the outskirts mass potentials which correspond to the two scaling relations, red circles are associated with high luminosity counterparts, while orange circles group the other potentials (see Section 5.2). Top right: differential mass profile of three models. 'Reference' is the model using only spectroscopic constraints and clumps in the WFC3 FoV, 'External shear' adds a constant external shear to the previous model and the 'Outskirts potentials' model replaces the constant shear with the mass clumps in the outskirts, which are represented by the circles in the left-hand panel. Lower right: integrated mass profiles of each of the previous models. The three points represent the mass at 1.3 Mpc found by three weak-lensing studies. The mass profile is computed on a circular radius centred on the first BCG in the southern cluster core.

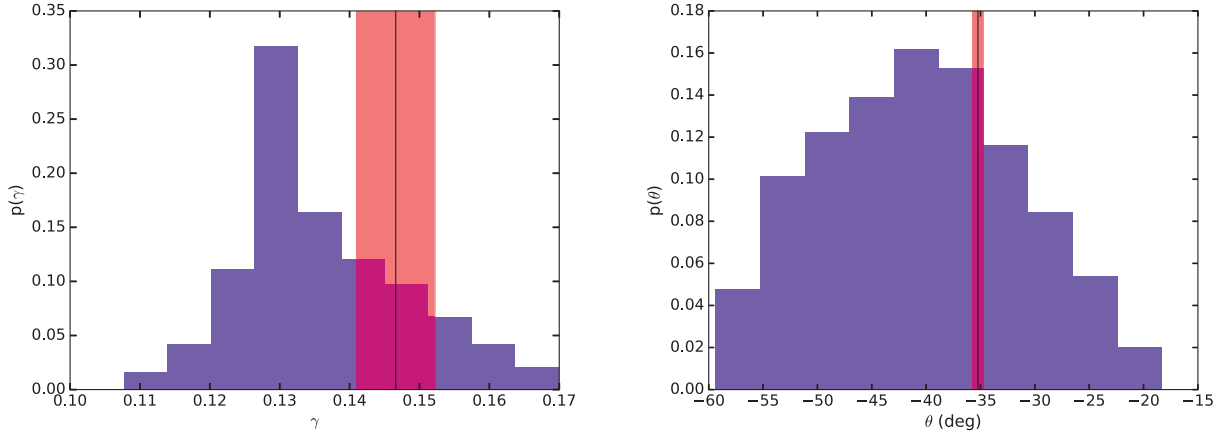

Figure 11. The left-hand panel shows the histogram of the γ value for the models included mass clumps in the outskirts, values are computed into a square region enclosing all the constraints and mark as a blue box in Fig. 10. The black line and the shaded red region represent the mean and its 1σ uncertainties for the value of the γ in the external shear model. The left-hand panel is similar and compare with the shear angle value θ.

(v3) (Kawamata et al. 2016). The ratio between constraints and free parameters in our model is comparable to the Sharon (v3) model ($k/n = 108/27 = 4$, Sharon private communication), but they use multiple emission knots in each galaxy as constraints, making them not strictly independent. We note that our current model is able to accommodate a large number of constraints with only a small number of free parameters, which means that we are reaching a limit (in rms) with this method.

6.4 Estimating the level of systematics in mass models

Our fiducial model, containing mass clumps in the outskirts, constrained with the *gold* set of multiple images and released as CATS (v4) as part of the FFs model challenge, shows a *statistical* error of $\sigma_{\rm stat} \sim 1$ per cent on the mass density profile in the cluster core (see Fig. 12 and Section 6.3). This error is comparable to the estimates from the previous CATS (v3) model. However, these

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

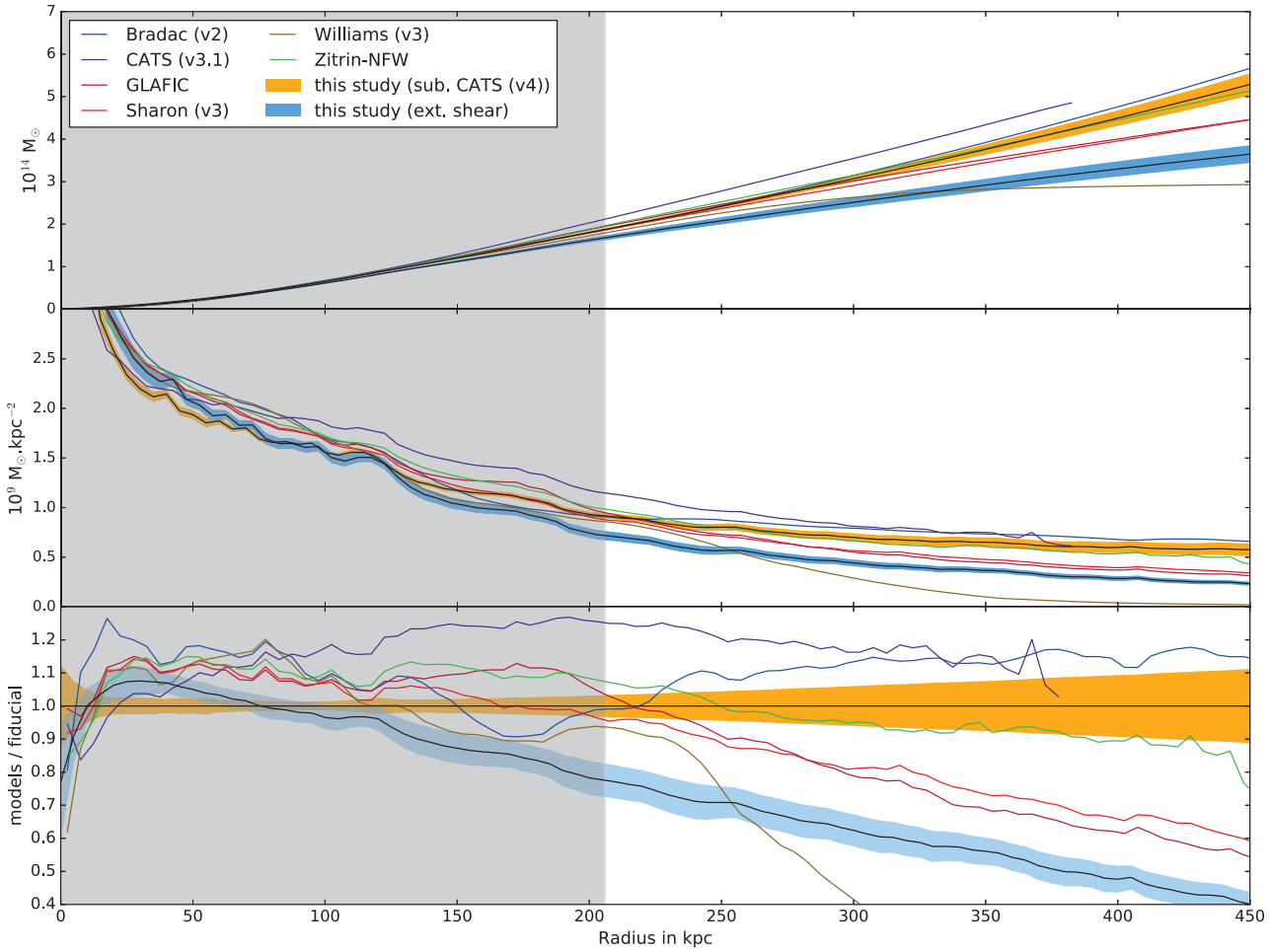

Figure 12. The integrated (upper panel), differential (middle panel) and ratio (lower panel) mass profiles of the cluster from different studies. The ratio is computed over our fiducial model, the one with clumps in the outskirts and only *gold* sample. The black line surrounded by the blue-shaded region represents the mass profile for the external shear and 3σ statistical uncertainties. The black line surrounded by the shaded orange region represents mass profile for the fiducial model and the 3σ statistical uncertainties. The grey area represents the region where multiple images used as constraints are located.

uncertainties only arise from the statistical fluctuation of models during the minimization procedure and do not reflect inherent *systematic* uncertainties. Such uncertainties can arise from the choice of constraints, the model parametrization and scatter on the position of multiples images due to unaccounted structures within the cluster or over the LOS.

Thanks to our large sample of spectrosopic redshifts, we are able to significantly improve our model compared to previous work. This is mainly thanks to our ability to unambiguously identify multiply imaged systems used as model constraints, reducing the overall systematic uncertainty on the model. Specifically, we no longer misidentify the configuration of systems, which has been problematic in the past. A key example of this can be seen in the reconfiguration of previously identified systems 5 and 47, where we subdivide these objects into two distinct segments. As highlighted in Section 5.1 and in Fig. 8, models with the wrong configuration do not converge towards a good model, instead straying far from the true spectroscopic redshift and maintaining a high final rms (1.87 arcsec). In addition to the mass profile, misidentification can also affect magnification predictions and lead to a biased measurement on the properties of lensed galaxies. However, such topics are outside of the scope of this paper. Johnson & Sharon (2016) studied systematic uncertainties on the lensing mass reconstruction for the simulated lensing cluster ARES (Meneghetti et al. 2016). ARES, and its companion HERA, are simulated lensing clusters designed by the HFF project as a way to fairly compare mass models from different teams. From their work on ARES, Johnson & Sharon (2016) investigate the effect of systematic uncertainties arising from the choice of lensing constraints, dividing all constraints in two categories: spectroscopic and non-spectroscopic. By testing a series of combinations of constraints with and without spectroscopy, they conclude that 25 spectroscopic systems (among the 66 available in the ARES cluster) are required to get the true rms of the cluster and reach the systematic level of uncertainty. In their work, they also discover that constraints distributed inhomogeneously (either spatially or in redshift) lead to strongly disfavoured models. We believe that with our 29 systems evenly distributed around the cluster, our level of uncertainty drops very close to the systematic limit.

As the systematics likely arise from different contributions, we try to estimate their level using complementary techniques. First, we try to highlight the reduced level of systematic error brought about by the addition of new spectroscopic redshifts. To do this, we modify our fiducial model, keeping only systems identified by

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

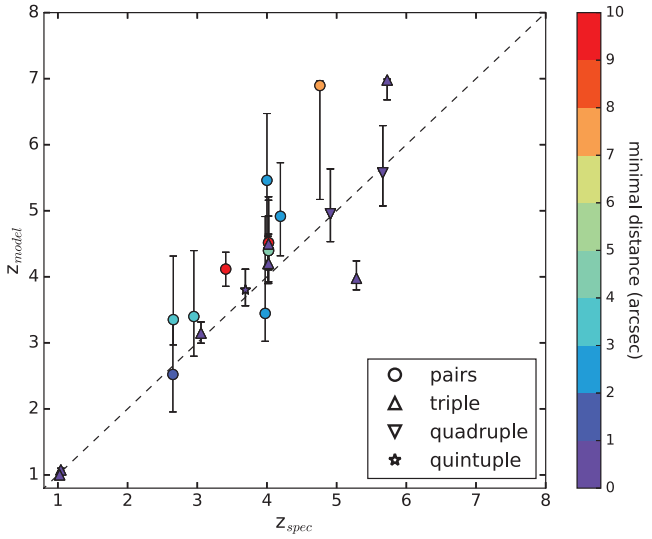

Figure 13. Comparison between model-predicted redshifts and the new spectroscopic measurements. The models used for prediction is based on the fiducial model (mass clumps in the outskirts plus *gold* sample), but newly measured redshifts compared to Wang et al. (2015) are optimized during the minimization procedure. The colour codes for the minimal distance between two images from the same systems whereas symbols show how many images compose the systems.

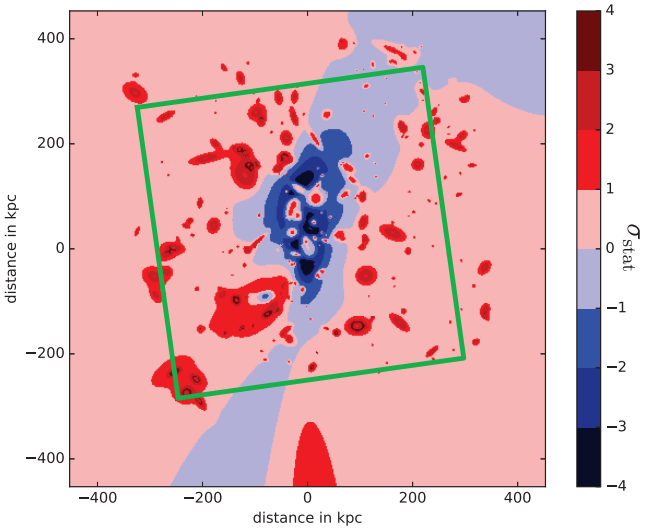

Figure 14. Relative variation in the 2D surface mass distribution, in units of the statistical uncertainty σ stat, between two models with (fiducial) and without the MUSE spectroscopic constraints. These maps can be related to systematics uncertainties, with negative values referring to underestimated mass and positive value overestimated mass. The green box represents the 2 arcmin × 2 arcmin MUSE-mosaic FoV. This highlights the benefit of a deep and wide spectroscopic coverage such as this study.

Wang et al. (2015) as objects with fixed redshifts (though we update all redshifts to their current MUSE values.) We leave the redshifts of the other systems as free parameters, which are then optimized during minimization. To characterize the systematic differences, we compare the final model-optimized redshifts to the spectroscopic values used in the fiducial model. This comparison is shown in Fig. 13. From the figure, we see that the optimized redshifts are systematically higher than the values measured from spectroscopy. This impacts the overall mass distribution of the cluster and can affect our interpretation of the final results.

Additionally, we investigate differences in the 2D mass distribution between the two models, to see if they are larger than the level of statistical uncertainty. Globally, enclosed within large radii, the total mass is almost unchanged. However, we do notice differences at smaller scales, so we probe these local discrepancies to see if the significance of this signal is important. To do so, we compute the difference in κ (convergence) between the two models divided by the standard deviation of the modified (free-redshift) model. This is shown in Fig. 14. From the figure, we see that systematic variations in the very centre and at the outer limit of the core are in opposite directions but both have magnitudes higher than two times σ stat, a significant source of systematic variation. By doing this, we note that we are only probing the systematics due to the addition of new redshift information.

Secondly, we compare the mass density profiles of the models when changing the sets of constraints, keeping a fixed parametrization (Section 5.3). This comparison can be done within the cluster core ($r < 200$ kpc) between the *gold*-, *silver*- and *bronze*-constrained models which have a similar rms overall. We find that by including these less reliable constraints, the *silver*-constrained model gives systematically higher mass densities by ∼2 per cent (2 $\sigma_{\rm stat}$) compared to the *gold* model, while the *bronze*-constrained model is ∼3 per cent higher (3 $\sigma_{\rm stat}$). This test highlights a relative systematic in the mass distribution. Specifically, we see that including less reliable systems can alter the measured mass distribution. This is mainly due to two reasons. First, by adding extra (misidentified) multiple image constraints, the model will add additional mass where it is not needed. Secondly, by adding extra (correct) multiple image constraints, the model becomes more sensitive to additional regions of space which can contain, for example, local mass substructures.

Thirdly, we can compare the results of different model parametrization, this time keeping the constraints fixed to the *gold* set, as in Section 6.2. Specifically, we compare discrepancies between the external shear model and the outskirts mass clump model. At a distance of 200 kpc from the cluster centre, we measure a typical variation of ∼6 per cent between the integrated mass profiles of the two models (upper panel of Fig. 12), giving another estimate of systemic uncertainty on the mass profiles.

Similarly, we can compare our models to other HFF models which do not follow the same parametric approach. It is not fair to compare modelling techniques here because latest published models (v3) do not include the same number of spectroscopic constraints. However, it is interesting to compare mass profiles from previous models with our more robust models, probing the scatter due to their lack of redshifts. From Fig. 12, we can clearly see in the top panel that our fiducial model in orange is one the most massive models. More interestingly, due to the redshift contribution there is a significant reduction of the mass in the inner core, between 20 and 100 kpc, by 10 per cent.

From Fig. 12, we can see that the CATS (v3) model mass profile is significantly higher than other models in the cluster core, while this is no longer the case in our fiducial model. We note that a similar discrepancy was also reported by Priewe et al. (2017) as well as Bouwens et al. (in preparation) on the CATS (v3) model regarding systematically higher magnification values than other v3 models. Indeed, systematic uncertainties on the mass profiles also reflect on the magnification of background sources, especially for high values

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

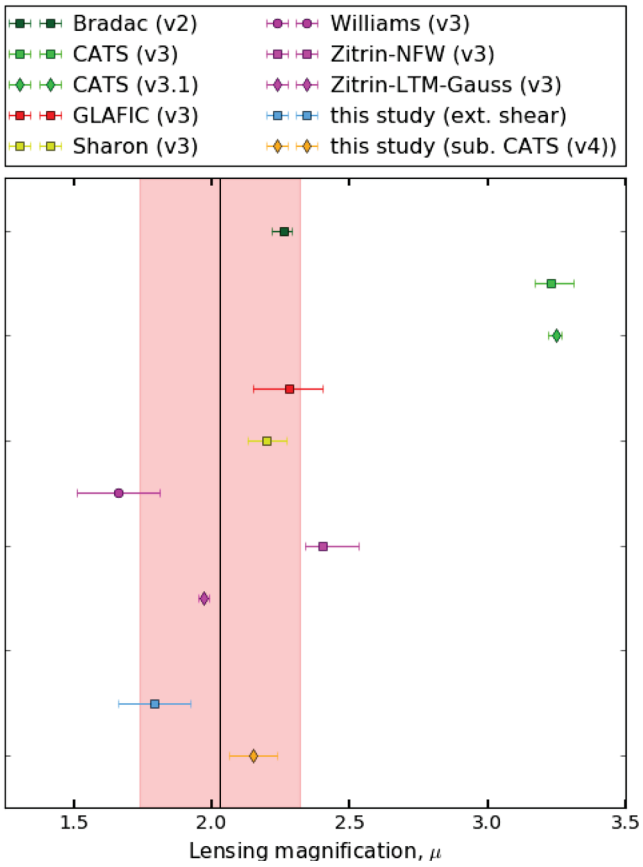

Figure 15. Comparison of the observed lensing magnification for the SNe HFF14Tom to predictions from lens models. The vertical black line shows the constraints from the SNe reported in Rodney et al. (2015), the shaded region marking the total uncertainty. Markers with horizontal error bars show the median magnification and 68 per cent confidence region from each models.

of μ. Compared with our fiducial (*gold* constrained) model, the magnification of a $z = 6$ source typically vary by 5–6 per cent in the low magnification region ($\mu < 10$) and between 10 and 20 per cent in the high magnification region ($\mu > 10$), when using the *silver*- and *bronze*-constrained models instead.

Finally, we can look at the magnified supernova (SN) HFF14 Tom ($\alpha = 00^{\rm h}14^{\rm m}17.87^{\rm s}$, $\delta = 30°23'59.7''$) discovered at $z = 1.3457 \pm 0.0001$ behind A2744 (Rodney et al. 2015). As a Type Ia SN, the intrinsic luminosity of SN Tom is known from its light curve. However, its observed luminosity is 0.77 ± 0.15 mag brighter than expected (as compared to known unlensed Type Ia SNe at similar redshift), implying a lensing magnification of $\mu_{\rm obs} = 2.03 \pm 0.29$. Therefore, rather than using the SN magnification as a constraint, we instead set it as a benchmark value to be derived from each model. Our fiducial model gives a value $\mu = 2.149 \pm 0.029$. On the other hand, the model including external shear gives a magnification of 1.789 ± 0.045, but is probably lacking some mass (and magnification) at this radius. While these two values are significantly different from one another, they both fall within the overall uncertainty envelope as defined by Rodney et al. 2015, which is another probe of systematics. A comparison of our magnifications values to those derived from other studies can be seen in Fig. 15. Here again, large-scale differences between models are likely due to systematics.

7 CONCLUSIONS

In this paper, we use ultradeep imaging data from the HFF program in combination with spectroscopic data from the VLT/MUSE to build a new strong-lensing mass model for the HFF cluster A2744. Our main conclusions are as follows:

(i) Thanks to the 18.5 h of MUSE coverage, we perform a spectroscopic analysis and construct a redshift catalogue of a total of 514 objects (414 new identifications), including 326 background sources and 156 cluster members. The cluster members largely fall into two distinct groups, matching the velocities of the two large-scale structures found by Owers et al. (2011). We note that many of the galaxies detected in Owers et al. (2011) are measured at significantly larger radii from the cluster core than the MUSE coverage.

(ii) We review every multiple image recorded in previous studies, spectroscopically confirming 78 of them and adding 8 new images. We grade the other multiple images based on their photometry and their compatibility with our lens modelling.

(iii) Thanks to the numerous constraints our modelling successfully includes the impact of neighbouring substructures found by the weak-lensing analysis of Jauzac et al. (2016a), mainly through their shear effect on the images.

(iv) Overall our fiducial mass model, only constrained with spectroscopic redshifts, gives a statistical error ∼1 per cent on the mass profile in the cluster core. By testing the dependence on the choice of constraints (3 per cent relative systematic uncertainties) and the parametrization of the model (6 per cent relative systematic uncertainties), we find that our fiducial model error might suffer from a relative systematic uncertainty of up to ∼9 per cent on the mass profile in the multiply imaged region.

(v) We estimate the level of systematic error from the addition of new redshifts identified by MUSE to be up to $\sim 2.5\ \sigma_{\rm stat}$, lowering the mass in the cluster core while increasing the mass in the outer part.

(vi) We use the background SN Ia Tomas (Rodney et al. 2015) as a test on our magnification estimates and find a good agreement between the observed lensing magnification (2.03 ± 0.29), and the magnification predicted by our fiducial model (2.149 ± 0.029).

In the end the deep spectroscopic coverage of this cluster allows us to improve the overall accuracy of the lensing reconstruction, mainly by placing an unprecedented number of constraints on the mass profile of the cluster core. This illustrates the usefulness of obtaining deep, complete spectroscopic coverage of lensing clusters.

The mass models, as well as the associated mass and magnification maps, have been publicly released as CATS (v4) through the FFs mass modelling challenge, and the resulting spectroscopy was shared among the other lensing teams. Accurate magnification estimates will be particularly useful for high-redshift studies constraining the faint-end slope of the luminosity function (Atek et al. 2015; Bouwens et al. 2016).

Compared to previous lensing works, the large increase in the number of multiple systems with confirmed redshifts sets a new challenge which we believe will help the overall lensing community to better understand the complexity of this cluster. The parametric approach used in our models can reproduce all strong-lensing constraints with a good rms (typically 0.6 arcsec), but ultimately new techniques will be needed to fully account for all the strong-lensing information and further improve the quality of the models. One example of such a method is a hybrid model, combining parametrically constructed cluster members with a free-form large-scale mass distribution.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

ACKNOWLEDGEMENTS

GM, JR, DL, BC, VP and JM acknowledge support from the ERC starting grant 336736-CALENDS. RB, HI and FL acknowledge support from the ERC advanced grant 339659-MUSICOS. RJB gratefully acknowledges support from TOP grant TOP1.16.057 from the Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek. LW acknowledges support by the Competitive Fund of the Leibniz Association through grant SAW-2015-AIP-2. We acknowledge fruitful discussions with Mathilde Jauzac, Keren Sharon, Jean-Paul Kneib, Eric Jullo and Marceau Limousin. This work utilizes gravitational lensing models produced by Bradač, Natarajan & Kneib (CATS), Merten & Zitrin, Sharon, and Williams and the GLAFIC and Diego groups. This lens modelling was partially funded by the *HST* FFs program conducted by STScI. STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract NAS 5-26555. The lens models were obtained from the MAST. Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme ID 094.A-0115. Based on observations obtained with the NASA/ESA *HST*, retrieved from the MAST at the STScI. STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract NAS 5-26555. Also based on data obtained at the W.M. Keck Observatory, which is operated as a scientific partnership among the California Institute of Technology, the University of California and the National Aeronautics and Space Administration. The Observatory was made possible by the generous financial support of the W.M. Keck Foundation. The authors wish to recognize and acknowledge the very significant cultural role and reverence that the summit of Mauna Kea has always had within the indigenous Hawaiian community. We are most fortunate to have the opportunity to conduct observations from this mountain. This works makes use of MPDAF, an open-source (BSD licensed) PYTHON package developed and maintained by CRAL and partially funded by the ERC advanced grant 339659-MUSICOS.

REFERENCES

Abell G. O., Corwin H. G., Jr, Olowin R. P., 1989, ApJS, 70, 1
Alavi A. et al., 2016, ApJ, 832, 56
Allen S. W., 1998, MNRAS, 296, 392
Atek H. et al., 2014, ApJ, 786, 60
Atek H. et al., 2015, ApJ, 800, 18
Bacon R. et al., 2010, Proc. SPIE, 7735, 773508
Bacon R. et al., 2015, A&A, 575, A75
Baldry I. K. et al., 2014, MNRAS, 441, 2440
Bertin E., 2006, in Gabriel C., Arviset C., Ponz D., Enrique S., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 351, Astronomical Data Analysis Software and Systems XV. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 112
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Bina D. et al., 2016, A&A, 590, A14
Boschin W., Girardi M., Spolaor M., Barrena R., 2006, A&A, 449, 461
Bouwens R. J., Oesch P. A., Illingworth G. D., Ellis R. S., Stefanon M., 2016, ApJ, 843, 129
Bradač M. et al., 2008, ApJ, 681, 187
Broadhurst T. et al., 2005, ApJ, 621, 53
Caminha G. B. et al., 2016, A&A, 600, A90
Castellano M. et al., 2016, A&A, 590, A31
Coe D. et al., 2013, ApJ, 762, 32
Couch W. J., Newell E. B., 1984, ApJS, 56, 143
Diego J. M., Broadhurst T., Wong J., Silk J., Lim J., Zheng W., Lam D., Ford H., 2016, MNRAS, 459, 3447
Drake A. B. et al., 2016, MNRAS, 471, 267
Eckert D. et al., 2015, Nature, 528, 105
Elíasdóttir Á. et al., 2007, preprint (arXiv:0710.5636)
Grillo C. et al., 2015, ApJ, 800, 38
Harvey D., Massey R., Kitching T., Taylor A., Tittley E., 2015, Science, 347, 1462
Hoag A. et al., 2016, ApJ, 831, 182
Horne K., 1986, PASP, 98, 609
Ishigaki M., Kawamata R., Ouchi M., Oguri M., Shimasaku K., Ono Y., 2015, ApJ, 799, 12
Jauzac M. et al., 2014, MNRAS, 443, 1549
Jauzac M. et al., 2015, MNRAS, 452, 1437
Jauzac M. et al., 2016a, MNRAS, 463, 3876
Jauzac M. et al., 2016b, MNRAS, 457, 2029
Johnson T. L., Sharon K., 2016, ApJ, 832, 82
Johnson T. L., Sharon K., Bayliss M. B., Gladders M. D., Coe D., Ebeling H., 2014, ApJ, 797, 48
Jouvel S. et al., 2014, A&A, 562, A86
Jullo E., Kneib J.-P., Limousin M., Elíasdóttir Á., Marshall P. J., Verdugo T., 2007, New J. Phys., 9, 447
Jullo E., Natarajan P., Kneib J.-P., D'Aloisio A., Limousin M., Richard J., Schimd C., 2010, Science, 329, 924
Karman W. et al., 2016, A&A, 585, A27
Kawamata R., Ishigaki M., Shimasaku K., Oguri M., Ouchi M., 2015, ApJ, 804, 103
Kawamata R., Oguri M., Ishigaki M., Shimasaku K., Ouchi M., 2016, ApJ, 819, 114
Kneib J.-P., Ellis R. S., Smail I., Couch W. J., Sharples R. M., 1996, ApJ, 471, 643
Lagattuta D. J. et al., 2016, MNRAS, 469, 3946
Lam D., Broadhurst T., Diego J. M., Lim J., Coe D., Ford H. C., Zheng W., 2014, ApJ, 797, 98
Limousin M. et al., 2007, ApJ, 668, 643
Limousin M. et al., 2016, A&A, 588, A99
Livermore R. C., Finkelstein S. L., Lotz J. M., 2016, ApJ, 835, 113
Lotz J. M. et al., 2016, ApJ, 837, 97
Markevitch M., Gonzalez A. H., Clowe D., Vikhlinin A., Forman W., Jones C., Murray S., Tucker W., 2004, ApJ, 606, 819
Maurogordato S., Sauvageot J. L., Bourdin H., Cappi A., Benoist C., Ferrari C., Mars G., Houairi K., 2011, A&A, 525, A79
Meneghetti M. et al., 2016, preprint (arXiv:1606.04548)
Merlin E. et al., 2016, A&A, 590, A30
Merten J. et al., 2011, MNRAS, 417, 333
Montes M., Trujillo I., 2014, ApJ, 794, 137
Natarajan P. et al., 2017, MNRAS, 468, 1962
Newman A. B., Treu T., Ellis R. S., Sand D. J., Nipoti C., Richard J., Jullo E., 2013a, ApJ, 765, 24
Newman A. B., Treu T., Ellis R. S., Sand D. J., 2013b, ApJ, 765, 25
Oke J. B., 1974, ApJS, 27, 21
Owers M. S., Randall S. W., Nulsen P. E. J., Couch W. J., David L. P., Kempner J. C., 2011, ApJ, 728, 27
Patrício V. et al., 2016, MNRAS, 456, 4191
Postman M. et al., 2012, ApJS, 199, 25
Priewe J., Williams L. L. R., Liesenborgs J., Coe D., Rodney S. A., 2017, MNRAS, 465, 1030
Richard J., Kneib J.-P., Ebeling H., Stark D. P., Egami E., Fiedler A. K., 2011, MNRAS, 414, L31
Richard J. et al., 2014, MNRAS, 444, 268
Richard J. et al., 2015, MNRAS, 446, L16
Rodney S. A. et al., 2015, ApJ, 811, 70
Schmidt K. B. et al., 2014, ApJ, 782, L36
Schmidt K. B. et al., 2016, ApJ, 818, 38
Schwinn J., Jauzac M., Baugh C. M., Bartelmann M., Eckert D., Harvey D., Natarajan P., Massey R., 2016, MNRAS, 469, 2913
Smith G. P., Kneib J.-P., Smail I., Mazzotta P., Ebeling H., Czoske O., 2005, MNRAS, 359, 417
Soto K. T., Lilly S. J., Bacon R., Richard J., Conseil S., 2016, MNRAS, 458, 3210
Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G., Cailloux M., 1988, A&A, 191, L19

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Treu T. et al., 2015, ApJ, 812, 114
Umetsu K. et al., 2009, ApJ, 694, 1643
Verdugo T., Motta V., Muñoz R. P., Limousin M., Cabanac R., Richard J., 2011, A&A, 527, A124
Wang X. et al., 2015, ApJ, 811, 29
Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Jarno A., Pécontal-Rousset A., Bacon R., Böhm P., 2012, in Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 8451, Software and Cyberinfrastructure for Astronomy II. SPIE, Bellingham, p. 84510B
Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Pécontal-Rousset A., Jarno A., Bacon R., 2014, in Manset N., Forshay P., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 485, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 451
Zitrin A. et al., 2014, ApJ, 793, L12
Zitrin A. et al., 2015, ApJ, 801, 44

APPENDIX A: LIST OF MULTIPLE IMAGES

Table A1. Multiply imaged systems considered in this work. In the column $z_{\rm ref}$, the letter refers to previous studies reporting spectroscopic redshifts in agreement with our detection: J for (Johnson et al. 2014), R for (Richard et al. 2014) and W for (Wang et al. 2015). M refers to this study. Column *conf* corresponds to the confidence level attached to the spectroscopic identification of the redshift. *emline* refers to emission lines detected in the spectrum and *absline* refers to absorption features. Columns $\rm rms_x$ refer to the rms (in arcseconds) of the predicted image positions according to models runs with the related set of constraints (g for *gold*, s *silver*, b *bronze* and c *copper*). Column *category* refers to the category of confidence level in which each image belongs, see Section 4.3.2 for a detailed description of each category.

ID	RA	Dec.	$z_{\rm ref}$	$z_{\rm spec}$	confi	$z_{\rm model}$	absline	emline	$\rm rms_g$	$\rm rms_s$	$\rm rms_b$	$\rm rms_c$	category
1.1	3.5975477	−30.403918	M	1.688	2		Fe II	C III],Fe II	0.43	0.36	0.66	0.67	gsbc
1.2	3.5959510	−30.406813	M	1.688	2		–	C III]	0.36	0.57	0.70	0.52	gsbc
1.3	3.5862330	−30.409989	M	1.688	2		–	C III]	0.28	0.17	0.22	0.26	gsbc
2.1	3.5832588	−30.403351	M	1.8876	2		–	C III]	0.95	1.10	1.02	0.90	gsbc
2.2	3.5972752	−30.396724	M	1.8876	1		–	C III]	0.37	0.54	0.53	0.77	gsbc
2.3	3.5854036	−30.399898	M	1.8876	1		–	C III]	1.59	1.36	1.74	2.37	gsbc
2.4	3.5864275	−30.402128	M	1.8876	1		–	C III]	0.87	0.69	0.85	1.48	gsbc
3.1	3.5893714	−30.393864	MJ	3.9803	3		LyB,Si II,O	He II,O III]	0.38	0.47	0.66	0.53	gsbc
3.2	3.5887908	−30.393806	MJ	3.9803	3		LyB,Si II,O	He II,O III]	0.20	0.21	0.32	0.32	gsbc
3.3	3.5766250	−30.401813	–	–	–		–	–	–	–	–	0.69	c
4.1	3.5921145	−30.402634	M	3.5769	3		Si II	Ly-a	0.62	0.17	0.46	0.97	gsbc
4.2	3.5956434	−30.401623	M	3.5769	3		Si II	Ly-a	0.45	0.62	1.11	0.84	gsbc
4.3	3.5804331	−30.408926	MR	3.5769	3		Si II	Ly-a	0.62	0.55	1.29	1.16	gsbc
4.4	3.5931933	−30.404915	M	3.5769	3		Si II	Ly-a	0.54	0.97	1.45	0.51	gsbc
4.5	3.5935934	−30.405106	MJ	3.5769	3		Si II	Ly-a	0.04	0.04	0.26	0.57	gsbc
5.1	3.5869257	−30.390704	M	4.0225	3		–	Ly-a	–	–	–	0.54	c
5.2	3.5849816	−30.391374	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.10	0.76	0.43	0.70	gsbc
5.3	3.5799583	−30.394772	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.11	0.24	0.19	2.02	gsbc
105.1	3.5834304	−30.392070	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.26	0.11	0.55	1.56	gsbc
105.2	3.5822917	−30.392789	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.35	0.20	0.26	0.13	gsbc
105.3	3.5804118	−30.394316	M	4.0225	3		–	Ly-a	–	–	–	0.83	c
105.4	3.5810603	−30.393624	M	4.0225	3		–	Ly-a	–	–	–	0.27	c
6.1	3.5985340	−30.401800	MRW	2.016	3		Mg II	C III]	0.45	0.40	0.12	0.18	gsbc
6.2	3.5940518	−30.408011	MW	2.016	3		Mg II	C III]	0.21	0.38	0.39	0.75	gsbc
6.3	3.5864225	−30.409371	MW	2.016	3		Mg II	C III]	0.21	0.23	0.22	0.26	gsbc
7.1	3.5982604	−30.402326	–	–	–	$2.5791^{+0.1065}_{-0.1103}$	–	–	–	0.30	0.35	0.40	sbc
7.2	3.5952195	−30.407412	–	–	–		–	–	–	0.34	0.47	0.49	sbc
7.3	3.5845989	−30.409822	–	–	–		–	–	–	0.07	0.27	0.20	sbc
8.1	3.5897088	−30.394339	M	3.975	2		LyB,O I,C II	–	0.38	0.49	0.48	0.75	gsbc
8.2	3.5888225	−30.394210	M	3.975	2		LyB,O I,C II	–	0.29	0.37	0.40	0.13	gsbc
8.3	3.5763966	−30.402554	–	–	–		–	–	–	–	–	1.03	c
9.1	3.5883900	−30.405272	–	–	–	$2.3556^{+0.4538}_{-0.0603}$	–	–	–	0.48	0.70	0.96	sbc
9.2	3.5871362	−30.406229	–	–	–		–	–	–	0.36	1.00	0.89	sbc
9.3	3.6001511	−30.397153	–	–	–		–	–	–	–	1.47	1.95	bc
10.1	3.5884011	−30.405880	M	2.6565	3		–	C III]	0.77	0.70	0.63	0.24	gsbc
10.2	3.5873776	−30.406485	M	2.6565	3		–	C III]	1.27	1.89	2.27	3.42	gsbc
10.3	3.6007208	−30.397095	–	–	–		–	–	–	–	–	4.91	c
11.1	3.5913930	−30.403847	–	–	–	$2.4508^{+0.0942}_{-0.0488}$	–	–	–	–	0.19	0.35	bc
11.2	3.5972708	−30.401435	–	–	–		–	–	–	–	0.16	0.49	bc
11.3	3.5828051	−30.408910	–	–	–		–	–	–	–	0.16	0.33	bc
11.4	3.5945298	−30.406546	–	–	–		–	–	–	–	0.14	0.25	bc
12.1	3.5936156	−30.404464	–	–	–	$3.6388^{+0.6205}_{-0.2953}$	–	–	–	–	0.82	0.28	bc
12.2	3.5932349	−30.403259	–	–	–		–	–	–	–	0.21	0.41	bc
12.3	3.5945646	−30.402986	–	–	–		–	–	–	–	0.76	0.32	bc
12.4	3.5795731	−30.410258	–	–	–		–	–	–	–	–	0.98	c
13.1	3.5923985	−30.402536	–	–	–	$1.3905^{+0.0385}_{-0.0378}$	–	–	–	0.24	0.28	0.31	sbc
13.2	3.5937700	−30.402170	–	–	–		–	–	–	0.20	0.14	0.19	sbc

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table A1 *– continued*

ID	RA	Dec.	z_{ref}	z_{spec}	confi	z_{model}	absline	emline	rms_g	rms_s	rms_b	rms_c	category
13.3	3.5827578	−30.408035	–	–	–		–	–	–	0.56	0.29	0.55	sbc
14.1	3.5897344	−30.394638	–	–	–	$2.571^{+0.0348}_{-0.5613}$	–	–	–	0.22	0.19	0.22	sbc
14.2	3.5884245	−30.394434	–	–	–		–	–	–	0.22	0.23	0.20	sbc
14.3	3.5775729	−30.401688	–	–	–		–	–	–	–	–	0.08	c
18.1	3.5761227	−30.404485	M	5.6625	3		–	Ly-a	0.84	0.93	1.00	1.00	gsbc
18.2	3.5883786	−30.395646	M	5.6625	3		–	Ly-a	0.66	0.53	0.34	0.65	gsbc
18.3	3.5907250	−30.395557	M	5.6625	3		–	Ly-a	0.50	0.63	0.95	0.18	gsbc
19.1	3.5889167	−30.397439	–	–	–	$1.9902^{+0.0966}_{-0.0791}$	–	–	–	–	–	1.29	c
19.2	3.5914427	−30.396684	–	–	–		–	–	–	–	–	1.44	c
19.3	3.5787177	−30.404017	–	–	–		–	–	–	–	–	0.35	c
20.1	3.5962413	−30.402970	–	–	–	$2.5127^{+0.4213}_{-0.1922}$	–	–	–	0.25	0.05	0.38	sbc
20.2	3.5951992	−30.405437	–	–	–		–	–	–	0.35	0.27	0.30	sbc
20.3	3.5820007	−30.409552	–	–	–		–	–	–	–	0.41	0.76	bc
21.1	3.5961754	−30.403112	–	–	–	$2.564^{+0.2476}_{-0.3263}$	–	–	–	0.29	0.16	0.62	sbc
21.2	3.5952536	−30.405340	–	–	–		–	–	–	0.28	0.24	0.32	sbc
21.3	3.5819601	−30.409610	–	–	–		–	–	–	–	0.44	1.14	bc
22.1	3.5879067	−30.411612	M	5.2845	3		–	Ly-a	1.37	1.18	0.94	0.43	gsbc
22.2	3.6000458	−30.404417	M	5.2845	3		–	Ly-a	1.64	1.53	1.96	1.72	gsbc
22.3	3.5965885	−30.408983	M	5.2845	3		–	Ly-a	1.27	1.01	0.88	0.15	gsbc
23.1	3.5881623	−30.410545	–	–	–	$4.4156^{+0.3567}_{-0.1839}$	–	–	–	0.29	0.18	0.66	sbc
23.2	3.5935338	−30.409717	–	–	–		–	–	–	0.42	0.38	0.64	sbc
23.3	3.6005416	−30.401831	–	–	–		–	–	–	0.36	0.05	0.07	sbc
24.1	3.5959003	−30.404480	M	1.043	3		–	[O II]	0.58	0.69	0.46	0.08	gsbc
24.2	3.5951250	−30.405933	M	1.043	3		–	[O II]	0.73	0.82	0.72	0.58	gsbc
24.3	3.5873333	−30.409102	M	1.043	1		–	[O II]	0.75	1.04	0.81	0.25	gsbc
25.1	3.5944626	−30.402732	–	–	–	$1.2168^{+0.0316}_{-0.0317}$	–	–	–	–	0.32	0.30	bc
25.2	3.592150	−30.403318	–	–	–		–	–	–	–	0.14	0.46	bc
25.3	3.5842145	−30.408281	–	–	–		–	–	–	–	0.42	0.71	bc
26.1	3.5938976	−30.409731	M	3.0537	1		–	Ly-a	0.48	0.54	0.66	1.52	gsbc
26.2	3.5903464	−30.410581	M	3.0537	2		–	Ly-a	0.61	0.49	0.64	1.68	gsbc
26.3	3.6001103	−30.402942	M	3.0537	2		–	Ly-a	0.35	0.40	0.97	0.76	gsbc
27.1	3.5807266	−30.403137	–	–	–	$2.485^{+0.1006}_{-0.086}$	–	–	–	–	0.50	0.96	bc
27.2	3.5956979	−30.396153	–	–	–		–	–	–	–	0.24	1.20	bc
27.3	3.5854978	−30.397653	–	–	–		–	–	–	–	0.64	0.55	bc
28.1	3.5804479	−30.405051	–	–	–	$6.5166^{+0.0332}_{-0.6791}$	–	–	–	–	1.19	1.75	bc
28.2	3.5978333	−30.395964	–	–	–		–	–	–	–	0.20	0.99	bc
28.3	3.5853176	−30.397958	–	–	–		–	–	–	–	0.60	0.63	bc
28.4	3.5874511	−30.401372	–	–	–		–	–	–	–	1.03	1.76	bc
29.1	3.5824475	−30.397567	–	–	–	$1.9859^{+0.0557}_{-0.0424}$	–	–	–	–	–	1.42	c
29.2	3.5805261	−30.400464	–	–	–		–	–	–	–	–	5.01	c
29.3	3.5836000	−30.396581	–	–	–		–	–	–	–	–	2.67	c
30.1	3.5910104	−30.397440	M	1.0252	3		–	[O II]	1.08	0.75	0.91	1.72	gsbc
30.2	3.5866771	−30.398188	M	1.0252	3		–	[O II]	1.30	1.31	1.53	1.35	gsbc
30.3	3.5819245	−30.401700	M	1.0252	3		–	[O II]	0.51	0.18	0.37	1.53	gsbc
31.1	3.5859340	−30.403159	M	4.7594	3		–	Ly-a	0.45	0.32	0.32	0.60	gsbc
31.2	3.5837083	−30.404105	M	4.7594	3		–	Ly-a	0.59	0.44	0.49	1.18	gsbc
31.3	3.5998296	−30.395522	–	–	3		–	–	–	–	–	0.78	c
32.1	3.5835963	−30.404705	–	–	–	$5.6678^{+0.4284}_{-0.4721}$	–	–	–	–	0.56	0.79	bc
32.2	3.5866709	−30.403345	–	–	–		–	–	–	–	0.15	0.70	bc
32.3	3.5997765	−30.395981	–	–	–		–	–	–	–	0.98	0.56	bc
33.1	3.5847083	−30.403152	M	5.7255	3		–	Ly-a	0.53	0.48	0.65	0.24	gsbc
33.2	3.5843959	−30.403400	M	5.7255	3		–	Ly-a	0.46	0.30	0.35	0.70	gsbc
33.3	3.6004183	−30.395110	M	5.7255	3		–	Ly-a	1.39	1.34	1.30	1.21	gsbc
34.1	3.5934255	−30.410842	M	3.785	3		–	Ly-a	–	–	–	–	gsbc
34.2	3.5938141	−30.410718	M	3.785	3		–	Ly-a	–	–	–	–	gsbc
34.3	3.6007050	−30.404605	M	3.785	3		–	Ly-a	–	–	–	–	gsbc
35.1	3.58111058	−30.400215	M	2.656	3		–	0,Ly-a	–	–	0.23	0.43	bc
35.2	3.5815417	−30.399392	–	–	–		–	–	–	–	0.20	0.40	bc
35.3	3.5978333	−30.395542	–	–	–		–	–	–	–	0.13	0.73	bc
36.1	3.5894583	−30.394408	–	–	–	$3.9291^{+1.3075}_{-1.1899}$	–	–	–	0.06	0.12	0.19	sbc
36.2	3.5886666	−30.394300	–	–	–		–	–	–	0.06	0.17	0.17	sbc
36.3	3.5774792	−30.401508	–	–	–		–	–	–	–	–	0.20	c
37.1	3.5890417	−30.394913	M	2.6501	3		–	C III],Ly-a	0.16	0.10	0.11	2.35	gsbc

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table A1 *– continued*

ID	RA	Dec.	$z_{\rm ref}$	$z_{\rm spec}$	confi	$z_{\rm model}$	absline	emline	$\rm rms_g$	$\rm rms_s$	$\rm rms_b$	$\rm rms_c$	category
37.2	3.5887083	−30.394852	M	2.6501	3		–	C III],Ly-a	0.21	0.12	0.16	1.06	gsbc
37.3	3.5794427	−30.400275	–	–	–		–	–	–	–	–	9.62	c
38.1	3.5894166	−30.394100	–	–	–	$5.4665^{+1.2035}_{-0.8191}$	–	–	–	–	0.01	0.15	bc
38.2	3.5889396	−30.394044	–	–	–		–	–	–	–	0.01	0.17	bc
38.3	3.5763968	−30.402128	–	–	–		–	–	–	–	–	1.11	c
39.1	3.5887917	−30.392530	M	4.015	3		LyB	–	0.24	0.07	0.51	0.38	gsbc
39.2	3.5885417	−30.392508	M	4.015	3		LyB	–	0.38	0.45	0.53	0.34	gsbc
39.3	3.5774787	−30.399568	M	4.015	–		LyB	–	0.75	0.89	1.20	0.84	gsbc
40.1	3.5890859	−30.392668	M	4.0	3		LyB	–	0.23	0.12	0.09	0.49	gsbc
40.2	3.5881935	−30.392551	M	4.0	3		LyB	–	0.21	0.13	0.12	0.26	gsbc
40.3	3.5775443	−30.399376	–	–	–		–	–	–	–	–	1.83	c
41.1	3.5991758	−30.399582	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.36	0.38	0.27	0.26	gsbc
41.2	3.5935571	−30.407769	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.61	0.53	0.37	0.12	gsbc
41.3	3.5834467	−30.408500	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.51	0.23	0.20	0.40	gsbc
41.4	3.5906170	−30.404459	M	4.9113	1		–	Ly-a	0.85	0.61	0.44	0.46	gsbc
42.1	3.5973056	−30.400612	M	3.6915	3		–	Ly-a	0.24	0.22	0.24	0.82	gsbc
42.2	3.5909609	−30.403255	M	3.6915	3		–	Ly-a	1.21	0.50	0.36	1.35	gsbc
42.3	3.5815842	−30.408635	M	3.6915	3		–	Ly-a	0.58	0.22	0.63	0.50	gsbc
42.4	3.5942281	−30.406390	M	3.6915	3		–	Ly-a	0.21	0.20	0.22	0.55	gsbc
42.5	3.5924125	−30.405194	M	3.6915	3		–	Ly-a	1.05	0.47	0.67	1.98	gsbc
43.1	3.5978359	−30.402507		–	–	$5.8998^{+0.2275}_{-0.139}$	–	–	–	–	–	3.69	c
43.2	3.5839609	−30.409811		–	–		–	–	–	–	–	3.75	c
44.1	3.5834655	−30.406964		–	–	$2.224^{+0.514}_{-0.1725}$	–	–	–	–	–	1.09	c
44.2	3.5966979	−30.399755		–	–		–	–	–	–	–	1.21	c
45.1	3.5848425	−30.398474		–	–	$5.9555^{+0.1575}_{-0.119}$	–	–	–	–	–	1.42	c
45.2	3.5814059	−30.403962		–	–		–	–	–	–	–	1.03	c
45.3	3.5869000	−30.401299		–	–		–	–	–	–	–	2.84	c
45.4	3.5974146	−30.396146		–	–		–	–	–	–	–	2.17	c
46.1	3.5950222	−30.400755		–	–	$4.9368^{+0.2411}_{-0.1549}$	–	–	–	–	–	3.88	c
46.2	3.5925108	−30.401486		–	–		–	–	–	–	–	0.31	c
46.3	3.5775195	−30.408704		–	–		–	–	–	–	–	2.82	c
47.1	3.5901625	−30.392181	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.35	0.20	0.20	0.98	gsbc
47.2	3.5858417	−30.392244	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.49	0.35	1.32	0.59	gsbc
47.3	3.5783292	−30.398133	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.53	0.49	0.90	0.57	gsbc
147.1	3.5896792	−30.392136	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.22	0.22	0.48	1.05	gsbc
147.2	3.5864542	−30.392128	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.27	0.37	0.57	1.17	gsbc
147.3	3.5780083	−30.398392	M	4.0225	3		–	Ly-a	0.29	0.18	0.19	0.10	gsbc
48.1	3.5942500	−30.402845		–	–	$1.7775^{+0.305}_{-0.2038}$	–	–	–	–	0.02	0.87	bc
48.2	3.5927667	−30.403138		–	–		–	–	–	–	0.03	0.15	bc
48.3	3.5820469	−30.408594		–	–		–	–	–	–	–	1.46	c
49.1	3.5926320	−30.408274		–	–	$1.1172^{+0.0269}_{-0.0331}$	–	–	–	–	–	2.11	c
49.2	3.5902300	−30.408802		–	–		–	–	–	–	–	1.22	c
49.3	3.5975108	−30.403160		–	–		–	–	–	–	–	0.74	c
50.1	3.5779770	−30.401607		–	–	$4.9179^{+0.3544}_{-0.1974}$	–	–	–	–	0.22	0.18	bc
50.2	3.5939583	−30.394281		–	–		–	–	–	–	0.19	0.71	bc
50.3	3.5851100	−30.393739		–	–		–	–	–	–	–	1.26	c
51.1	3.5868774	−30.405662		–	–	$4.7621^{+0.361}_{-0.317}$	–	–	–	–	0.26	0.53	bc
51.2	3.5864583	−30.405662		–	–		–	–	–	–	0.59	0.65	bc
51.3	3.5990000	−30.398303		–	–		–	–	–	–	–	4.42	c
52.1	3.5865069	−30.397039		–	–	$1.0097^{+0.0135}_{-0.0014}$	–	–	–	–	0.07	2.05	bc
52.2	3.5861430	−30.397133		–	–		–	–	–	–	0.08	3.22	bc
52.3	3.5884301	−30.396822		–	–		–	–	–	–	–	3.97	c
53.1	3.5798420	−30.401592		–	–	$6.8098^{+0.0234}_{-0.2741}$	–	–	–	–	1.44	0.95	bc
53.2	3.5835495	−30.396703		–	–		–	–	–	–	1.30	1.81	bc
53.3	3.5970416	−30.394547		–	–		–	–	–	–	–	1.52	c
54.1	3.592345	−30.409895		–	–	$5.4223^{+0.3005}_{-0.1579}$	–	–	–	–	–	1.35	c
54.2	3.5882578	−30.410328	–	–	–		–	–	–	–	–	0.98	c
54.3	3.5884037	−30.410295	–	–	–		–	–	–	–	–	0.52	c
54.4	3.5901058	−30.410259	–	–	–		–	–	–	–	–	2.01	c
54.5	3.60092196	−30.400831	–	–	–		–	–	–	–	–	1.78	c
59.1	3.5842840	−30.408924	–	–	–	$4.0575^{+0.646}_{-0.1358}$	–	–	–	–	–	2.34	c
59.2	3.5981200	−30.400983	–	–	–		–	–	–	–	–	2.28	c
60.1	3.5980780	−30.403990	–	–	–	$1.6981^{+0.0564}_{-0.046}$	–	–	–	0.17	0.70	0.85	sbc

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table A1 *– continued*

ID	RA	Dec.	z_{ref}	z_{spec}	confi	z_{model}	absline	emline	rms_g	rms_s	rms_b	rms_c	category
60.2	3.5957235	−30.407549	–	–	–		–	–	–	0.54	0.56	0.71	sbc
60.3	3.5873816	−30.410162	–	–	–		–	–	–	0.21	0.14	0.27	sbc
61.1	3.5955330	−30.403499	M	2.951	3		–	Ly-a	0.16	0.13	0.19	0.40	gsbc
61.2	3.5951427	−30.404495	M	2.951	3		–	Ly-a	0.14	0.12	0.18	0.34	gsbc
62.1	3.5913260	−30.398643	M	4.1935	3		–	Ly-a	0.30	0.50	0.65	0.73	gsbc
62.2	3.5905821	−30.398918	M	4.1935	3		–	Ly-a	0.24	0.34	0.41	0.43	gsbc
63.1	3.5822614	−30.407166	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.59	0.38	0.58	0.80	gsbc
63.2	3.5927578	−30.407022	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.57	0.56	0.20	0.25	gsbc
63.3	3.5891334	−30.403419	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.85	0.47	0.33	1.00	gsbc
63.4	3.5988055	−30.398279	M	5.6616	3		–	Ly-a	0.40	0.53	0.47	0.31	gsbc
64.1	3.5811967	−30.398708	M	3.4087	3		–	Ly-a	0.49	0.41	0.13	0.73	gsbc
64.3	3.5963329	−30.394232	M	3.4087	3		–	Ly-a	1.81	1.75	1.04	1.99	gsbc

APPENDIX B: REDSHIFT COMPARISON WITH PREVIOUS SPECTROSCOPIC CATALOGUES

In this Appendix, we compare discrepant MUSE redshift with corresponding values from the literature. The details are summarized in Table B1.

Table B1. Summary of the redshifts comparison with previous studies. The first subdivision use the synthesized catalogue of Boschin et al. (2006) and keep the original identification of object made by Couch & Newell (1984). The second and the third subdivisions summarize the cross-match between the MUSE redshift measurements presented in this study and the publicly available GLASS redshift catalogue (Schmidt et al. 2014; Treu et al. 2015) and the strong-lensing analysis (Wang et al. 2015). Column C refers to the confidence level associated with the MUSE redshifts, while *Q* refers to the redshift quality provided in the GLASS catalogues. Arrows (→) indicate updates in redshift catalogues based on comparison.

Comparison of MUSE redshifts with Couch & Newell (1984) redshifts

ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	ID_{CN}	z_{CN}	Description
5693	0.2986	3	47	0.2896	Multiple absorption features (including K, H and G) are detected in the MUSE spectra.
9778	0.6011	3	33	0.4982	strong [O II] doublet emission is detected in the MUSE spectra.
10059	0.3204	3	3	0.31	Multiple absorption features (including K, H and G) are detected in the MUSE spectra.
10508	0.1900	3	5	0.0631	We securely identified a very strong Hα emission.

Comparison of MUSE redshifts with GLASS v001 redshift catalogue.

Redshift updates are included in the GLASS v002 redshift catalogue (https://archive.stsci.edu/prepds/glass/) released with this paper.

ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	ID_{GLASS}	z_{GLASS}	Q	Description
9910	1.3397	3	793	2.090→1.340	3→4	GLASS emission misidentified as [O III] instead of Hα. The Hα agrees with strong [O II] emission and multiple absorption features in the MUSE spectrum.
5838	2.5809	2	1346	1.03 0→2.581	3→4	GLASS emission was misidentified as Hα instead of [O II]. The [O II] agrees with strong Si II emission and C IV absorption features in the MUSE spectrum.
3361	2.7416	1→2	1740	1.130→2.742	2→3	GLASS detection of the [O II] emission line confirm the faint C III] emission detected by MUSE.
7692	2.0700	1→2	1144	2.081→2.070	2.5→3	GLASS detection of [O III] emission confirms multiple faint absorption lines (Mg II, Fe II and Al III) found in the MUSE spectra.
10999	1.1425	1→2	322	1.1425	4	Strong Hα and Si II emission detected in the GLASS spectra confirms the multiple faint absorption lines found in the MUSE spectra.
14412	1.6750	1→2	169	1.6750	4	Strong [O III], Hβ and [O II] emission detected in the GLASS spectra confirms faint Al III absorptions and faint C III] emission in the MUSE spectra.
14675	1.8925	1→2	263	1.8925	4	Strong [O III] and Hβ emission detected in the GLASS spectra confirms multiple faint UV absorption features found in the MUSE spectra.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Table B1 – *continued*

Comparison of MUSE redshifts with GLASS v001 redshift catalogue. Redshift updates are included in the GLASS v002 redshift catalogue (https://archive.stsci.edu/prepds/glass/) released with this paper.						
ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	ID_{GLASS}	z_{GLASS}	Q	Description
1.3	1.688	2	1760	1.8630	3	The MUSE redshifts for the multiply-imaged system 1 was measured based on the C III] doublet emission and multiple UV absorption features in the stacked spectra on all multiple images. No spectral feature was detected around the GLASS redshift. Redshift disagreement unresolved.
8400	...	...	997	1.1750	3	The Hα based redshift from the GLASS spectra is not matched by any prominent emission in the MUSE spectra (e.g.[O II]).
56.1	1.8876	2	1467	1.20→1.8876	3→4	The multiply imaged system 56 is physically related to the multiply imaged system 2. Detected emission in the GLASS spectra was identified as Hα by Wang et al. (2015). However, correcting this to [O III] agrees with the MUSE C III] detection. In the MUSE data cube we performed a manual extraction of image 2.1/56.1 due to the high level of contamination of the three counter images.
3402	1.6480	3	1773	1.660→1.6480	4	The MUSE redshift is based on multiple absorption feature (Al III, Fe II and Mg II) and faint C III] emission. Discrepancy with the GLASS redshift is attributed to the lower resolution of the *HST* grisms and the source morphology convolution when extracting 1D GLASS spectra. The clear [O II] and [O III] detections by GLASS match the MUSE redshift.
11419	0.3213	3	435	1.0500	3	The MUSE redshifts based on multiple faint absorption features and the continuum level of flux clearly identified a cluster member. The [O III]-based redshift from the GLASS spectra is not matched by any prominent emission at a different redshift. Redshift disagreement unresolved.
Comparison of MUSE redshifts with Wang et al. (2015) redshifts (if source is not listed in GLASS v001/v002 redshift catalogue)						
ID_{MUSE}	z_{MUSE}	C	$ID_{Wang\ et\ al.}$	$z_{Wang\ et\ al.}$	Q	Description
22.2	5.283	3	807	4.84	2	MUSE securely identified the Ly α emission line in all multiple images of this system.
6261	0.546	3	996	1.14	2	The GLASS redshift was misidentified as [O II] instead of [O III], which was realized because of a six different emission line detection in the MUSE spectrum.
7007	...	...	1064	1.17	3	The Hα-based redshift from the GLASS spectra is not matched by any prominent [O II] or Mg II emission in the MUSE spectra.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

APPENDIX C: IMAGE MULTIPLE

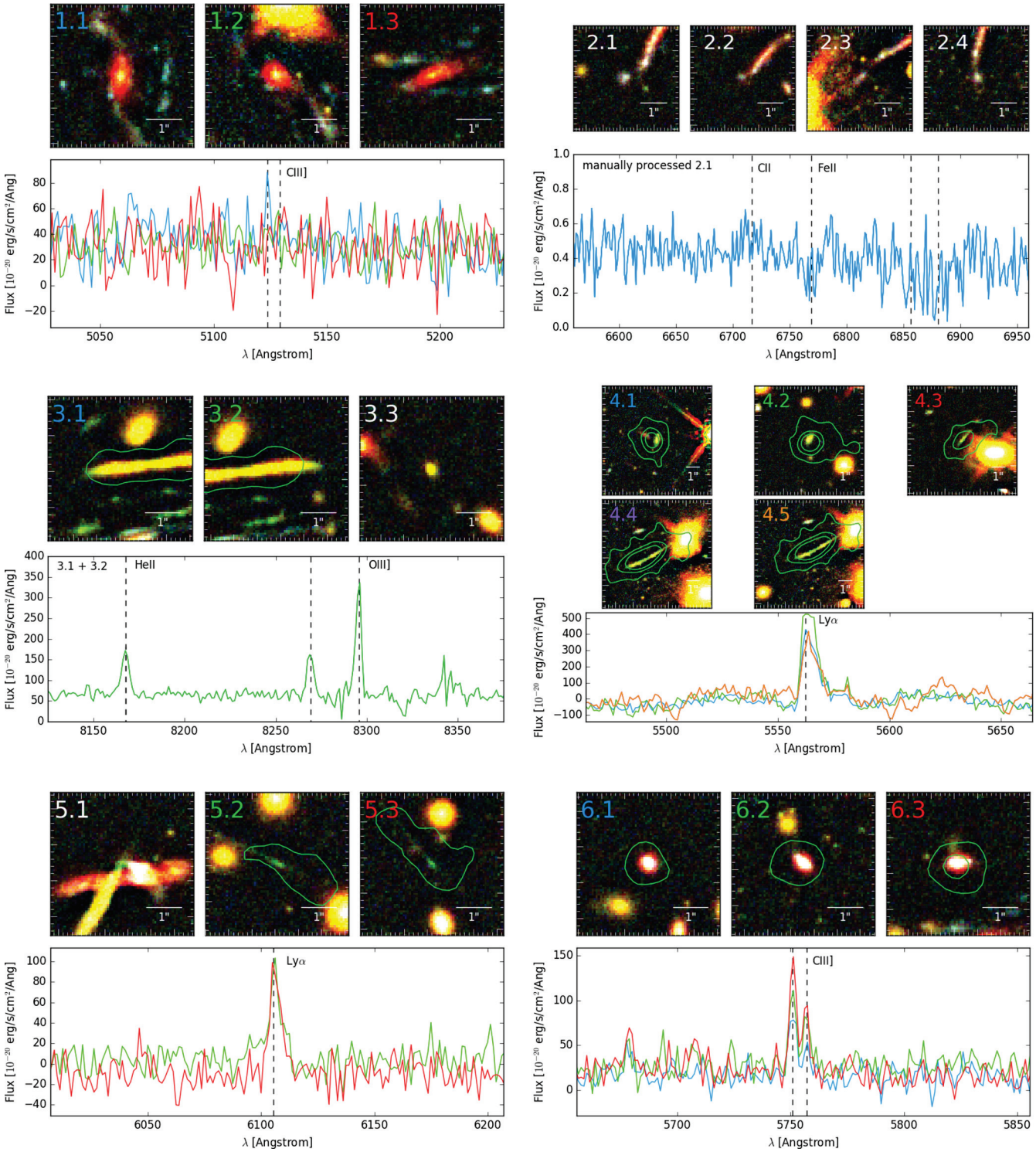

Figure C1. Each panel presents multiply imaged systems which contains at least two images with spectroscopy. On the bottom of each panel, a spectrum presents the most obvious spectral features used to measure the redshift of the system. On top, *HST* RGB images made from the median-subtracted images are the 1σ contours used for the spectral extraction. Special cases are made for system 1 and 2. System 1 was detected only on the stacked spectra of the three images. Due to his large contamination by cluster members, the redshifts for system 2 was only measured based on image 2.1. Multiply-imaged systems. Image 10.2 shows an extracted region at 0.5σ.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

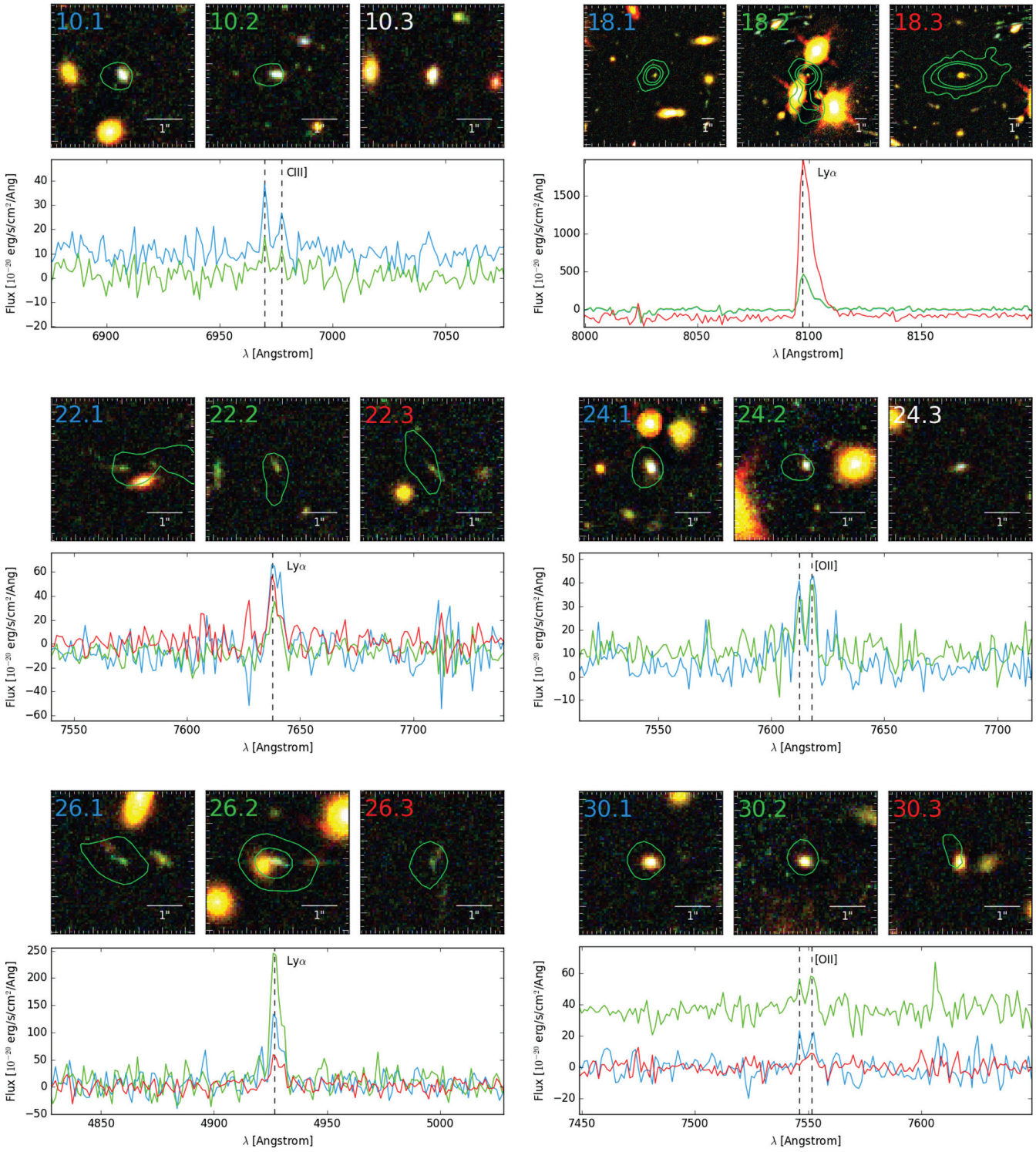

Figure C1 – *continued*

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

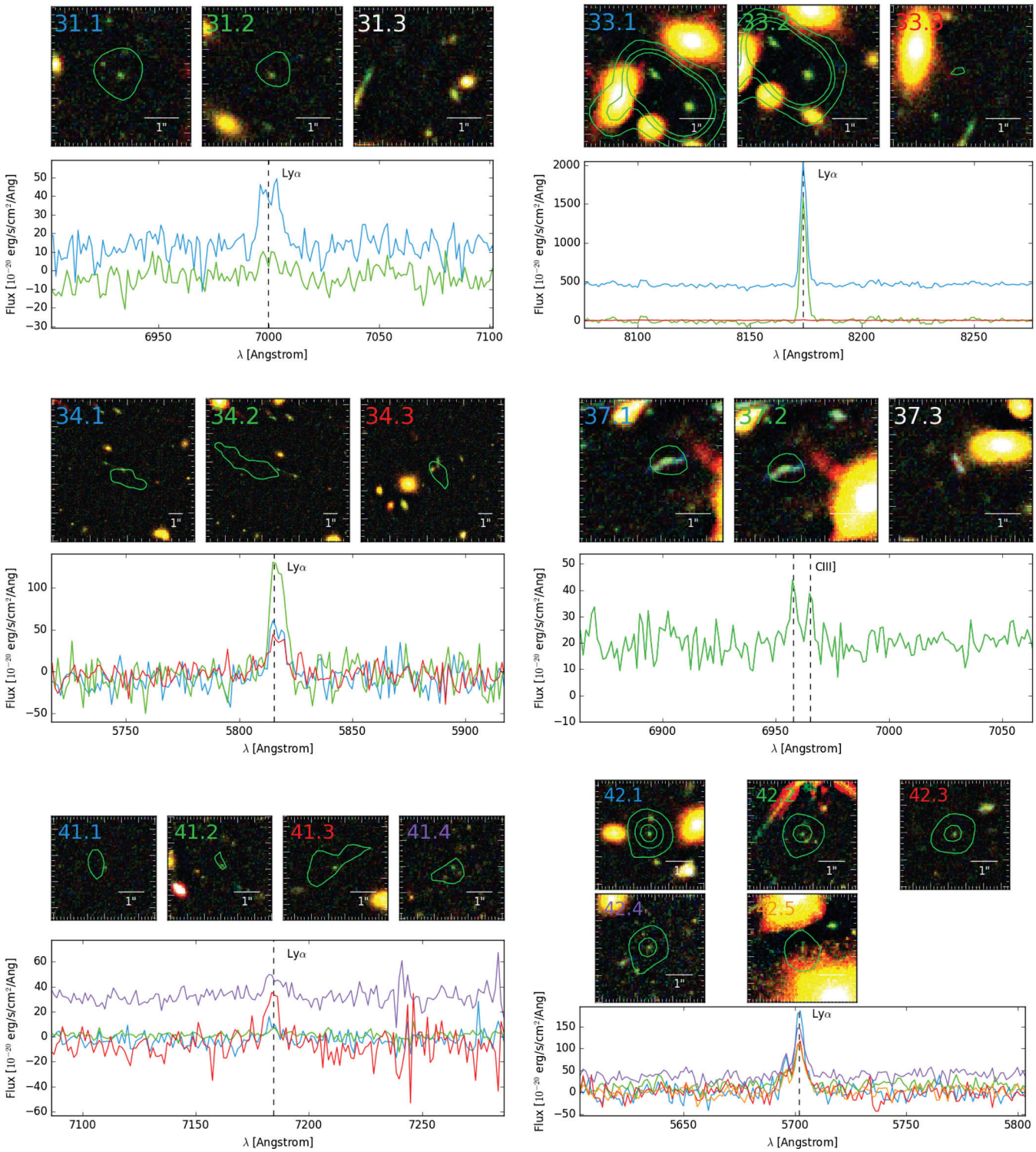

Figure C1 – *continued*

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

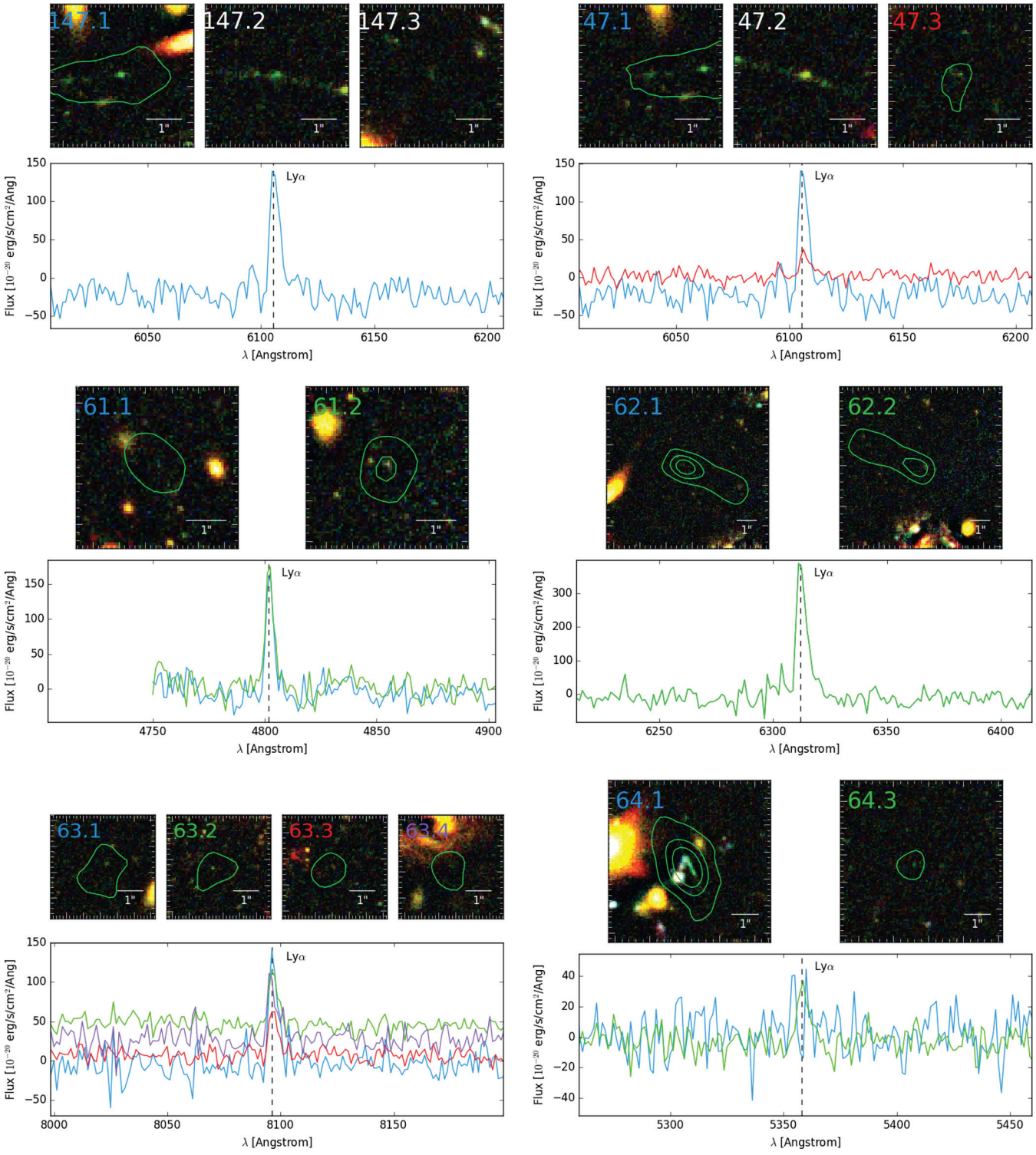

Figure C1 – *continued*

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

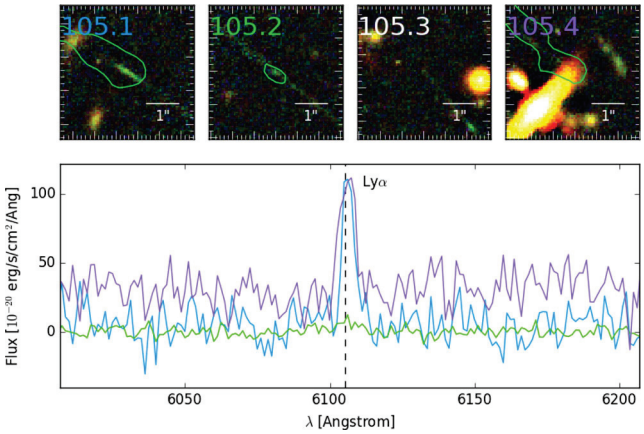

Figure C1 – *continued*

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/473/1/663/4060735
by Guillaume MAHLER
on 04 January 2018

Monthly Notices
of the
ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY

MNRAS **469,** 3946–3964 (2017)
Advance Access publication 2017 May 6

doi:10.1093/mnras/stx1079

Lens modelling Abell 370: crowning the final frontier field with MUSE

David J. Lagattuta,[1]★ Johan Richard,[1] Benjamin Clément,[1] Guillaume Mahler,[1] Vera Patrício,[1] Roser Pelló,[2] Geneviève Soucail,[2] Kasper B. Schmidt,[3] Lutz Wisotzki,[3] Johany Martinez[1] and David Bina[2]

[1]*Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230 Saint-Genis-Laval, France*
[2]*IRAP (Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie), Université de Toulouse, CNRS, UPS, F-31400 Toulouse, France*
[3]*Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany*

Accepted 2017 May 3. Received 2017 May 2; in original form 2016 November 6

ABSTRACT

We present a strong lensing analysis on the massive cluster Abell 370 (A370; $z = 0.375$), using a combination of deep multiband *Hubble Space Telescope* (*HST*) imaging and Multi-Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) spectroscopy. From only 2 h of the MUSE data, we are able to measure 120 redshifts in the southern BCG area, including several multiply imaged lens systems. In total, we increase the number of multiply imaged systems with a secure redshift from 4 to 15, nine of which are newly discovered. Of these, eight are located at $z > 3$, greatly extending the redshift range of spectroscopically confirmed systems over previous work. Using these systems as constraints, we update a parametric lens model of A370, probing the mass distribution from cluster to galaxy scales. Overall, we find that a model with only two cluster-scale dark matter haloes (one for each BCG) does a poor job of fitting these new image constraints. Instead, two additional mass clumps – a central 'bar' of mass located between the BCGs, and another clump located within a 'crown' of galaxies in the northern part of the cluster field – provide significant improvements to the fit. Additional physical evidence suggests these clumps are indeed real features of the system, but with relatively few image constraints in the crown region, this claim is difficult to evaluate from a modelling perspective. Additional MUSE observations of A370 covering the entire strong-lensing region will greatly help these efforts, further improving our understanding of this intriguing cluster.

Key words: gravitational lensing: strong – techniques: imaging spectroscopy – galaxies: clusters: individual: Abell 370 – galaxies: high-redshift – dark matter.

1 INTRODUCTION

Galaxy clusters acting as strong gravitational lenses are powerful astrophysical laboratories. The lensed background sources constrain the cluster mass model, providing insight into the mass environments of the densest regions of the Universe (Bradač et al. 2008a,b; Hsu, Ebeling & Richard 2013; Massey et al. 2015). At the same time, the cluster magnifies these sources, making them larger, brighter and better resolved. This allows for more detailed studies of faint, low-mass, high-redshift galaxies, opening a window into the early Universe (Ebeling et al. 2009; Sharon et al. 2012; Monna et al. 2014; Patrício et al. 2016). Over the past decade, cluster lensing science has significantly expanded, and hundreds of new lensed systems have been discovered (e.g. Zitrin et al. 2011; Jauzac et al. 2014, 2015; Hoag et al. 2016; Kawamata et al. 2016). This is largely thanks to improved modelling techniques (such as Jullo et al. 2007 and Oguri 2010) and the efforts of deep, high-resolution imaging campaigns (e.g. Postman et al. 2012; Schmidt et al. 2014; Lotz et al. 2017), driven primarily by the *Hubble Space Telescope* (*HST*).

But while these imaging campaigns are able to identify and resolve background sources like never before, imaging alone does not provide high-precision ($\Delta z < 0.01$) redshift information, a crucial component in interpreting models and deriving their physical values. While some spectroscopic campaigns are underway (e.g. Rosati et al. 2014; Treu et al. 2015), acquiring spectra of lensed systems has, to date, largely been a long, costly and inefficient process. With the advent of Integral Field Unit (IFU) spectroscopy, however, this situation is rapidly changing. Leading the way in these efforts is the Multi-Unit Spectroscopic Explorer (MUSE; Bacon et al. 2010) a wide-field IFU on the Very Large Telescope (VLT) in Chile. With a large 1 arcmin^2 field of view and high sensitivity between 4800 and 9300 Å, MUSE is an incredibly efficient redshift engine, providing several hundred redshifts between $z = 0$ and $z = 6$ in only

★ E-mail: david-james.lagattuta@univ-lyon1.fr

© 2017 The Authors
Published by Oxford University Press on behalf of the Royal Astronomical Society

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

a few hours of exposure time (e.g. Bacon et al. 2015). As an IFU, MUSE is also well suited for blind redshift surveys, able to detect emission lines from continuum-free sources without pre-selecting a redshift range. These objects (which are often missed in traditional broad-band imaging campaigns) include high-redshift, lensed Lyman α emitters. This has been, unsurprisingly, a boon to the lensing community, and some studies have already begun to take advantage of the MUSE data (e.g. Karman et al. 2015; Richard et al. 2015; Bina et al. 2016; Jauzac et al. 2016; Caminha et al. 2017).

In this work, we present new MUSE data of the strong lensing cluster Abell 370 (A370; Abell 1958). A370 is a massive cluster ($M_{\rm vir} = 2.3 \times 10^{15}\,{\rm M}_{\odot}$; Umetsu et al. 2011) at redshift $z = 0.375$ (Mellier et al. 1988) with historical significance to lensing: it contains one of the first known 'Giant Luminous Arc' features (Lynds & Petrosian 1986), which later became the first spectroscopically confirmed giant-arc lens system (Soucail et al. 1987, 1988; Lynds & Petrosian 1989). Thanks to this discovery, and the identification of other lensed features (Hammer 1987; Paczynski 1987; Fort et al. 1988; Mellier et al. 1991; Kneib et al. 1993), A370 became an important benchmark in the early days of lens modelling (e.g. Hammer 1991; Kneib et al. 1993; Smail et al. 1996; Bézecourt et al. 1999a,b). However, after an initial period of activity, interest in A370 slowly waned; there was little spectroscopic follow-up on the cluster, and it was not selected to be a part of massive cluster surveys such as MACS (Ebeling, Edge & Henry 2001) or CLASH (Postman et al. 2012), in spite of its high X-ray luminosity ($L_x = 1.1 \times 10^{45}$ erg s^{-1}; Morandi, Ettori & Moscardini 2007).

In 2010, a newly refurbished *HST* observed A370 to test its deep-imaging capabilities, generating renewed interest. This led to a new lens model (Richard et al. 2010), additional weak-lensing analyses (Medezinski et al. 2011; Umetsu et al. 2011) and its eventual selection as one of the Hubble Frontier Fields (HFF) clusters (Lotz et al. 2017). Several groups have since modelled the cluster (see the HFF archive[1] and also Richard et al. 2014 and Johnson et al. 2014), but (until recently) only three lensed systems have had a secure redshift, all with $z < 1.2$ (see Section 3.1.1 for details). As a result, these models are only able to probe the critical line region of the cluster out to small radii. While recent work by Diego et al. (2016) has increased the number of secure-redshift systems, the highest of these is still $z < 2$. Here, we extend the redshift range of spectroscopically confirmed systems even further and present newly discovered systems as well. By combining the MUSE spectroscopy with the current HFF data, we can therefore improve on existing lens models, probing the mass distribution out to larger scales and with much higher precision. In this way, we can improve our view of this massive cluster in conjunction with the final HFF data release.

Overall, this work is organized as follows: in Section 2, we describe the MUSE and HFF data and the data reduction processes we used. In Section 3, we describe how we extract MUSE redshifts and present the A370 redshift catalogue, paying particular attention to redshifts of the multiply imaged galaxies. Using these redshifts, we construct a new mass model, which we present in Section 4. We discuss the results of the mass modelling and make predictions for future work in Section 5. Finally, we briefly conclude in Section 6. Throughout this paper, we assume a standard cosmological model with $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ and $H_0 = 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}. Using this model, 1 arcsec covers a physical distance of 5.162 kpc at the A370 redshift ($z = 0.375$). All magnitudes are measured using the AB system.

[1] https://archive.stsci.edu/pub/hlsp/frontier/abell370/models/

2 DATA

Lensing is a three-dimensional effect, sensitive to both the transverse and line-of-sight distances between objects. Therefore, we need a combination of imaging data (to identify lensed objects and measure their apparent positions) and redshift data (to measure radial distances) to construct an accurate lens model of A370.

2.1 *HST* imaging

HST imaging data of A370 were taken as part of the HFF Programme, and are publicly available on the HFF website.[2] While the imaging campaign for A370 is now complete, the Epoch 1 (v1.0) mosaics that we use in this work consist of deep Advanced Camera for Surveys (ACS; Ford et al. 2003) data in three optical bands, *F*435*W*, *F*606*W* and *F*814*W* (ID: 13504, PI: J. Lotz). These are supplemented by shallower *F*814*W* imaging from archival programmes: (ID: 11507, PI: K. Noll) and (ID: 11591, PI: J.-P. Kneib). Additionally, shallow, archival, Wide-Field Camera 3 (Kimble et al. 2008) data are available in three bands: *F*105*W* (ID: 13459, PI: T. Treu), *F*140*W* (ID: 11108, PI: E. Hu; ID: 13459, PI: T. Treu) and *F*160*W* (ID: 11591, PI: J.-P. Kneib; ID: 14216, PI: R. Kirshner), and a shallow, pilot HF exposure, also in the *F*140*W* band.

Individual exposures are reduced and stacked by the HFF team directly, using the standard Pyraf/STSDAS pipeline. Additionally, the ACS mosaics are further corrected with a 'self-calibration' technique to eliminate charge transfer inefficiency effects and low-level pixel noise[3] (J. Anderson, in preparation). The full reduction procedure is described in the A370 HFF data archive.[4]

After combining all exposures, total integration times are 51 400, 25 316, 130 643, 2335, 12 894 and 9647 s for the *F*435*W*, *F*606*W*, *F*814*W*, *F*105*W*, *F*140*W* and *F*160*W* bands, respectively. This is equivalent to 20, 10, 52, 1, 5 and 4 *HST* orbits. Collectively, this represents one of the deepest, highest resolution imaging of A370 ever taken, and corresponds to average limiting magnitudes of 29.3 in the optical bands and 27.6 in the near-IR bands. A colour image of the cluster field consisting of the *F*435*W*, *F*606*W* and *F*814*W* mosaics is shown in Fig. 1.

2.2 MUSE spectroscopy

MUSE observations of A370 were taken on UT 2014 November 20, as part of the Guaranteed Time Observing (GTO) Programme 094.A-0115(A) (PI: Richard). In total, we observed four 30-min exposures in WFM-NOAO-N mode, centred at ($\alpha = 2^{\rm h}\,39^{\rm m}\,53\overset{\rm s}{.}111$, $\delta = -1^\circ\,34'\,55\overset{''}{.}77$). We applied a small ($\sim 0.5$ arcsec) dither pattern between exposures to average out systematics on the detector, and we alternated taking exposures between PA $= 0^\circ$ and PA $= 8^\circ$ to reduce the systematic striping pattern caused by the IFU image slicers. The full observational footprint can be seen in Fig. 1. Typical field of view during the observations was 0.75 arcsec, as measured by stars in the field.

The raw data were reduced through the MUSE pipeline (Weilbacher et al. 2012, 2014) provided by ESO (version 1.2). This pipeline performs all basic reduction techniques: bias and flat-field correction (using a combination of internal flats and illumination and twilight exposures), wavelength and geometric calibration, sky

[2] http://www.stsci.edu/hst/campaigns/frontier-fields/
[3] http://www.stsci.edu/hst/acs/software/Selfcal
[4] https://archive.stsci.edu/pub/hlsp/frontier/abell370/images/hst/v1.0-epoch1/hlsp_frontier_hst_acs-00_abell370_v1.0-epoch1_readme.pdf

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

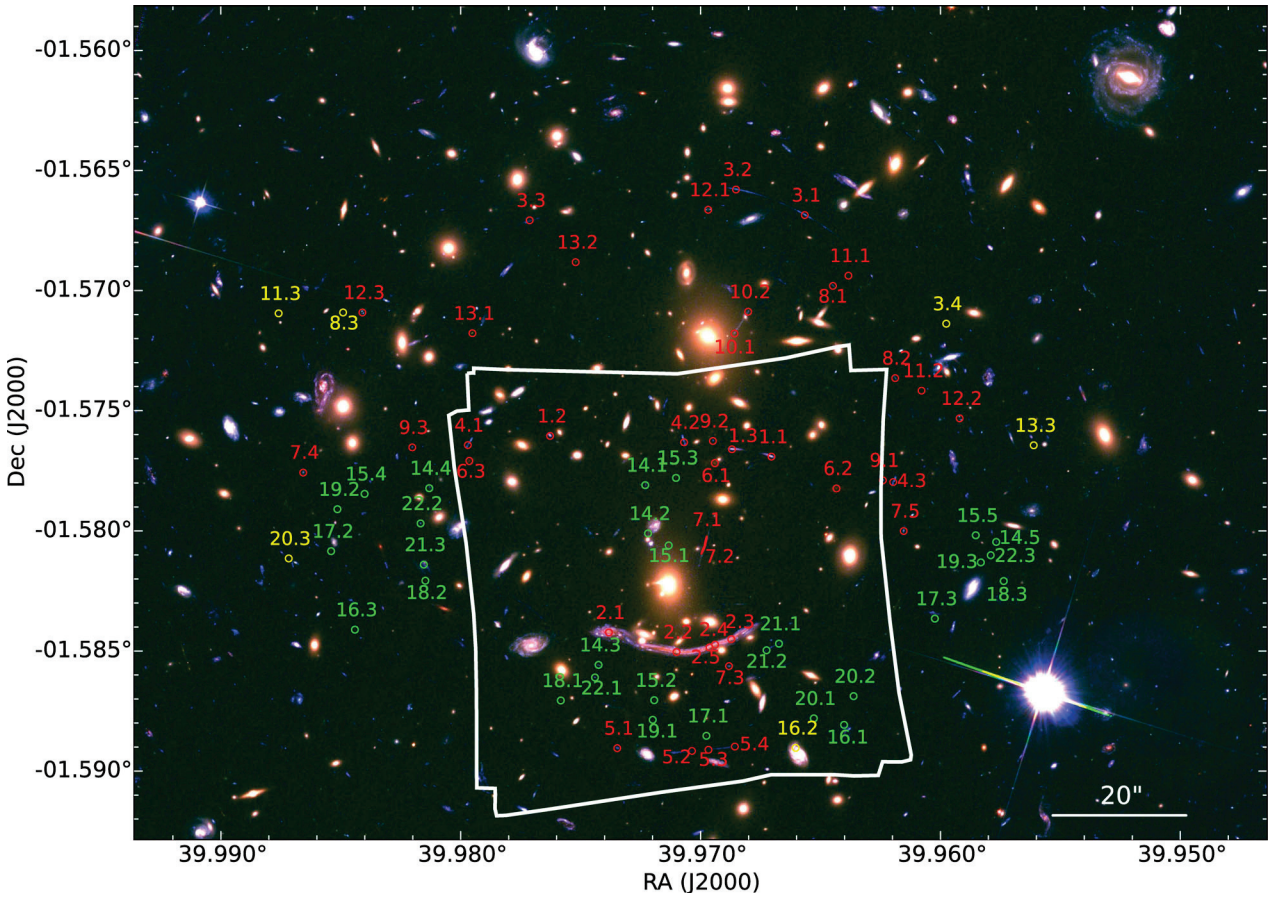

Figure 1. A colour image of the A370 field of view, using the *F*435*W*, *F*606*W* and *F*814*W* observations from the HFF project. The region of the cluster covered by the MUSE GTO programme is shown in white. In addition, the positions of the multiply imaged systems used as constraints in the mass model (Section 4) are shown as coloured circles. Previously known systems are in red, while newly identified objects are in green. Images predicted by the model but not detected in either imaging or spectroscopic data are shown in yellow.

subtraction, flux calibration and telluric correction. The A370 data were flux-calibrated using a combination of several standard stars observed under photometric conditions. After basic corrections, we align individual exposures to a common world coordinate system (WCS) with SCAMP (Bertin 2006), shifting each frame relative to a reference image, which in this case is the *F*814*W* HFF data. We then transform the re-aligned images into data cubes, resampling all pixels on to a common three-dimensional grid with two spatial and one spectral axis. The final spectral resolution of the cubes varies from $R = 2000$ to $R = 4000$, with a spectral range between 4750 and 9350 Å. To ensure that cubes are properly Nyquist-sampled, we set the wavelength grid to 1.25 Å pixel^{-1}. The final spatial resolution is 0.2 arcsec pixel^{-1} in order to properly sample the PSF.

Next, we process each cube with the Zurich Atmosphere Purge (ZAP; Soto et al. 2016), a software package that uses a principal component analysis technique to remove known systematics from the sky model, further improving sky-subtraction residuals. To account for changes in sky transmittance from exposure to exposure, we compare the fluxes of stars common to each cube. The cube with the brightest flux values is taken as a new photometric standard, and we scale the zero-points of the other cubes until the fluxes agree across all exposures. We then merge all cubes together to create a combined master cube. During the merging process, we apply a 3σ clipping routine to reject outliers, eliminating cosmic ray strikes and hot pixels on the detector. As a final step, we re-run the ZAP process on the master cube in order to eliminate low-level sky residuals that can only be seen in the improved signal-to-noise ratio of the combined data.

3 REDSHIFT MEASUREMENT AND SPECTROSCOPIC CATALOGUE

After reducing the data, we probe the MUSE cube for redshifts using two complementary techniques: (1) an automated emission line detection program, and (2) a customized, interactive data visualization tool designed to extract MUSE aperture spectra by hand.

The automated program, MUSELET,[5] is included as part of the Muse Python Data Analysis Framework (MPDAF[6]) version 2.0. It first creates narrow-band images of the data, averaging the flux over a narrow emission wavelength range and then subtracting a local continuum. For the A370 cube, we choose an emission window of 6.25 Å (spanning five MUSE wavelength slices), with each window centred on one of the original wavelength planes. The continuum is created by averaging two 25 Å slices, immediately bluewards and redwards of the emission window. After creating the narrow-band images, MUSELET uses Source Extractor (Bertin & Arnouts 1996) to

[5] http://mpdaf.readthedocs.io/en/latest/muselet.html
[6] https://git-cral.univ-lyon1.fr/MUSE/mpdaf

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

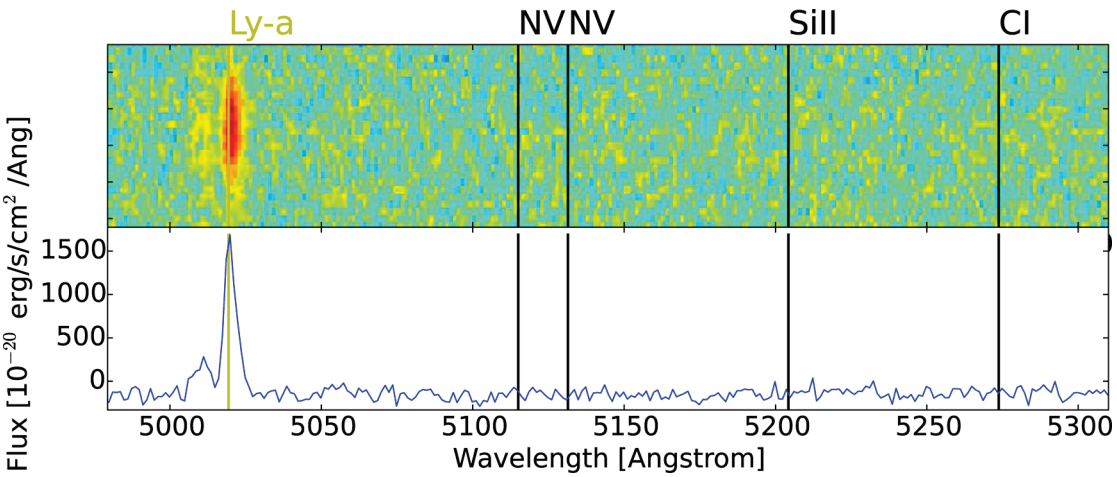

Figure 2. Sample spectrum extracted by our interactive Python tool. Here, we see Image 14.1, a newly detected Lyman α emitter at redshift $z = 3.1309$. The Lyman α emission is clearly detected in the spectrum and is double-peaked.

identify emission features in each image, then merges these features together into a final master catalogue. Emission features at different wavelengths are considered to belong to the same source if they fall within 0.8 arcsec of each other (i.e. within the seeing FWHM) in the case of continuum-free detections, or if they fall within half of the effective radius ($r_e/2$) of a continuum-emission object. For every source that has multiple emission lines identified, MUSELET fits a redshift using a template of known spectral lines. To ensure the accuracy of the MUSELET fit, we manually inspect the line features of each identified redshift before adding it to the final catalogue.

In cases where an obvious galaxy appears in the *HST* image or MUSE cube but is undetected (absorption galaxies) or unclassified (single emission-line galaxies) by MUSELET, we instead use the interactive tool. The tool, a custom-made PYTHON script, collapses the data cube along the wavelength axis, creating a 'white-light' image of the field. A second panel, matched to the WCS of the cube, shows a corresponding *HST* image to help identify the target galaxy. Once a galaxy has been identified, a user can draw a (circular or rectangular) aperture around the target object, which will extract both a 2D and 1D spectrum from the cube. From these spectra, the user can then interactively fit a redshift to the galaxy, using the same set of lines as the automatic line-finder. An example of this process can be seen in Fig. 2. As an additional check, we run the redshift-measuring software AUTOZ (Baldry et al. 2014) on the extracted 1D spectrum. In all cases, we find the difference between the manual and AUTOZ fits to be less than $\delta z = 0.001$.

After running both methods on the A370 cube, we combine all of the redshift results into a final catalogue. Overall, we securely identify 120 redshifts, consisting of multiply imaged systems, cluster members, foreground interlopers, background sources and stars. The spatial and spectral distributions of these redshifts are shown in Fig. 3.

3.1 Multiply imaged systems

Multiply imaged background sources are particularly important in this work, since they provide strong constraints on the lensing mass model (see Section 4). Using a combination of the HFF imaging and the MUSE spectroscopy, we are able to identify and confirm the redshifts of previously known multi-image systems and identify new systems as well.

3.1.1 Previously known systems

Prior to the release of the newest HFF and MUSE data, 13 multi-image objects were identified in the A370 field (Richard et al. 2014) including three with known redshifts: Systems 1 (Kneib et al. 1993), 2 (Soucail et al. 1988) and 6 (Richard et al. 2014). A tentative guess for System 4 ($z = 1.275$) using the VLT/FORS2 grism spectroscopy was also presented in Richard et al. (2014). Of these systems, seven have at least one image that falls within the MUSE A370 footprint: Systems 1, 2, 4, 5, 6, 7 and 9. Using the MUSE data, we are able to confirm the previous redshifts of Systems 1 ($z = 0.8041$), 2 ($z = 0.7251$) and 6 ($z = 1.0633$), refine and secure the redshift for System 4 ($z = 1.2728$) and provide new redshifts for Systems 5 ($z = 1.2775$) and 7 ($z = 2.7512$). We note that these new redshifts are within 2σ of the values predicted in the Richard et al. (2014) lens model (System 4: $z = 1.34 \pm 0.03$; System 5: $z = 1.30 \pm 0.05$; System 7: $z = 4.97 \pm 1.17$), a reasonably good agreement. We are unable to identify any strong features in System 9 because it is too faint for a secure measurement. However, Diego et al. (2016) identify [O II] and [O III] features for the system in the *HST* grism spectroscopy, placing it at $z = 1.52$. We note that this redshift is consistent with a non-detection in MUSE, since it falls in the 'redshift desert' where no strong emission features appear in the MUSE wavelength range. Additionally, Diego et al. (2016) also identify faint [O III] emission for System 3 at $z = 1.95$. We adopt these redshift values in this work, also.

3.1.2 New systems

In addition to the known objects, we also identify nine new multiply imaged systems in the MUSE field (Systems 14–22). Diego et al. (2016) independently identify four of these systems: 14, 20, 21 and 22 (labelled Systems 10, 29, 26 and 18, respectively, in their work) though without spectroscopic redshifts. With the exception of System 21 (identified by [O II]), these new systems are all strong Lyman α emitters, located at considerably higher redshifts ($3 < z < 6$) than those previously identified. Systems 14 and 22 are particularly interesting, as they are reasonably close together and have an identical redshift ($z = 3.1309$). This suggests that they could be an interacting pair of galaxies, and indeed, narrow-band imaging shows that the emission-line regions of the two are clearly overlapping (Fig. 4). Careful observation of the HFF data reveals at

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

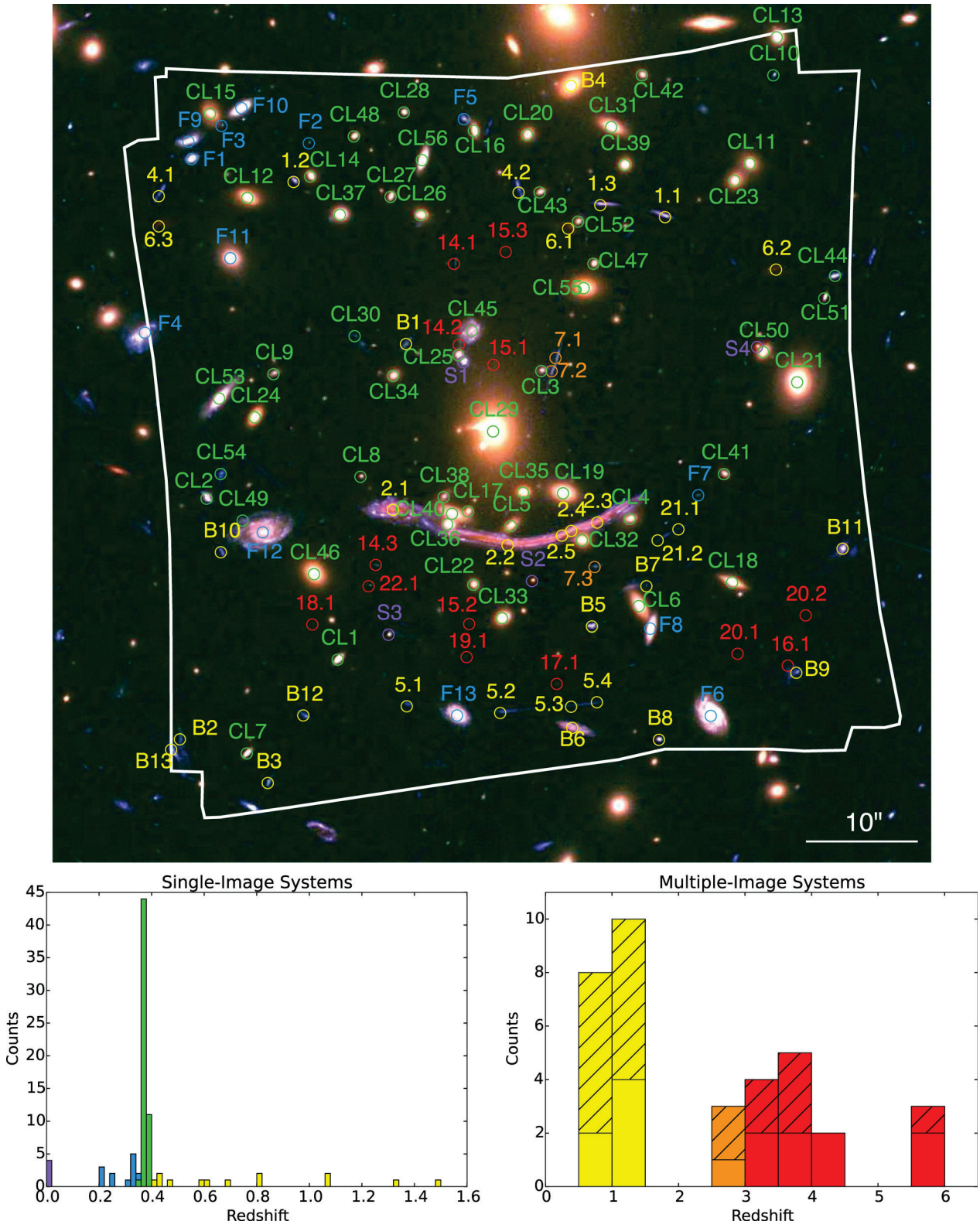

Figure 3. Top: positions of all objects with a secured redshift in the MUSE GTO cube. The colour of each circle represents the object's type and redshift range, according to the following scheme. Purple: star ($z = 0$), blue: foreground galaxy ($0 < z < 0.35$), green: cluster member ($0.35 \leq z \leq 0.4$), yellow: [O II] emitter ($0.4 < z < 1.5$), orange: [C III] emitter ($1.5 \leq z < 3.0$), red: Lyα emitter ($z \geq 3.0$). Object labels correspond to entries in Table 1 (multiply imaged systems), Table 2 (cluster members) and Table 3 (foreground and background objects). Bottom left: redshift distribution of all singly imaged systems in the cube. The colour scheme is the same as in the position map. A clear overdensity of galaxies can be seen at the cluster redshift range, as expected. Bottom right: similar redshift distribution, but for the multiply imaged systems. Solid colour lines represent individual systems, while the hashed lines represent all the counterimages that make up these systems.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

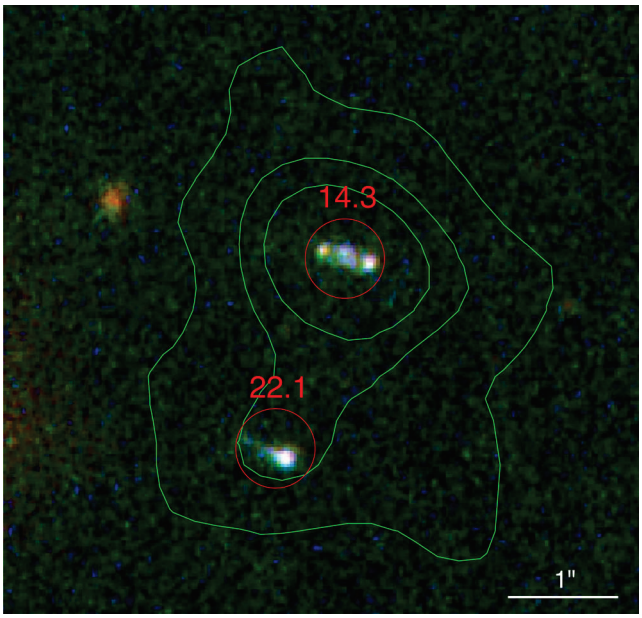

Figure 4. Close-up of the area containing Images 14.3 and 22.1, two newly identified, multiply imaged, Lyman α-emitting galaxies. While the *HST* imaging alone shows that the two galaxies are in close proximity to one another and have similar colours, new spectroscopy from MUSE reveals that they have exactly the same redshift ($z = 3.1309$). Additionally, narrow-band imaging of the emission line (green contours) shows that there is a significant overlap between the galaxies' Lyman α haloes, suggesting that the two galaxies could be interacting.

least some flux associated with each of the new systems in broad-band imaging, but in some cases – especially Systems 15 and 16 – this flux is extremely faint and contaminated by brighter objects nearby. Spectra of all systems in the MUSE field of view are shown in Fig. 5. The full list of multiply imaged systems, including all identified and/or model-predicted counterimages of a given system, is presented in Table 1.

3.2 Cluster members

Cluster members make up the largest subgroup in the spectroscopic catalogue, with 56 confirmed redshifts. To identify cluster members, we select all galaxies that fall between $z = 0.35$ and $z = 0.4$, a $\delta v = 15\,000$ km s^{-1} cut in velocity space centred on the A370 central redshift ($z = 0.375$). In the overall redshift catalogue, these boundaries naturally separate the cluster overdensity from all other objects, and a large fraction of galaxies in this range fall on both the (*F*435*W*–*F*606*W*) and (*F*606*W*–*F*814*W*) red sequences. While a majority of objects are passive, elliptical galaxies showing only absorption features, some do show strong [O II], [O III] and/or Hα emission. Of these emission-line galaxies, CL49 (located close to the bright, foreground spiral F12) is unique, as it is the only detected cluster member in the MUSE field of view without an *HST* counterpart (Fig. 6). Strangely, the object also appears to have a divergent velocity field: moving in either direction along the long axis, the flux becomes more and more redshifted relative to the centre. We do not have an explanation for this behaviour at this time, though it would be interesting to revisit in future work.

Cluster galaxy positions are represented by green circles in the top panel of Fig. 3. The redshifts themselves are presented in Table 2.

3.3 Other objects

In addition to cluster members and multiply imaged systems, the catalogue also contains a number of foreground objects and singly imaged background objects at various redshifts. We identify four stars within the MUSE field of view, mostly located near the BCG. Beyond the Milky Way, we find 13 galaxies in the foreground of the cluster, between $z = 0.2$ and $z = 0.35$. Nearly all of these objects are optically blue and have emission features, in particular a very strong Hα line. However, object F11 ($z = 0.3275$) shows strong absorption line features, with only weak [O II] emission. Behind the cluster, we find an additional 13 objects at redshifts between $z = 0.41$ and $z = 1.5$. Here again, these systems are largely identified by strong [O II] and/or [O III] emission lines, however object B4 ($z = 0.4655$) is another absorption-line galaxy showing weak [O II] emission. Information on all singly imaged objects can be found in Table 3.

4 LENS MODELLING

To measure the mass distribution of A370, we follow a procedure used in previous works (e.g. Johnson et al. 2014; Richard et al. 2014): namely, we model the system as a collection of mass clumps, including both large-scale dark matter haloes representing cluster potentials and smaller, galaxy-scale haloes representing individual galaxies. Each halo, regardless of size, is assumed to have a truncated dual Pseudo-Isothermal Elliptical mass distribution (dPIE; Elíasdóttir et al. 2007). The description of a dPIE halo consists of seven parameters: position (α and δ), velocity dispersion (σ_0), position angle (θ), ellipticity (ε) and two scale radii ($r_{\rm core}$ and $r_{\rm cut}$) that modify the halo's mass slope. Here, $r_{\rm core}$ represents the halo's inner core radius, inside of which the mass slope flattens instead of increasing isothermally. Finally, $r_{\rm cut}$ represents the halo's cut-off radius, outside of which the mass slope drops more steeply.

During the optimization process, we allow most cluster halo parameters to freely vary within a given prior distribution, but we fix $r_{\rm cut}$ to a large value of 800 kpc (155 arcsec). This is because the current data do not extend far enough to meaningfully constrain its value. To limit the overall size of the parameter space, we place additional restrictions on the galaxy-scale haloes, adopting a light-traces-mass approach that assumes correlation between the observed baryons and their galaxy haloes. Galaxy positions, ellipticities and position angles are fixed to values measured from the *F*814*W* HFF data, while $r_{\rm core}$, $r_{\rm cut}$ and σ_0 are scaled based on the galaxy's luminosity (L), relative to an L^* galaxy. At the A370 cluster redshift, $m^*_{\rm F814W} = 18.31$. We fix $r^*_{\rm core}$ to be 0.15 kpc, while we allow $r^*_{\rm cut}$ to vary with a uniform prior between 10 and 50 kpc. The $r^*_{\rm cut}$ value is kept low to account for tidal stripping effects by the cluster haloes (Halkola, Seitz & Pannella 2007; Limousin et al. 2007a; Natarajan et al. 2009). Similarly, we allow (σ^*_0) to vary, but we instead assume a Gaussian prior distribution with mean $\mu_{\rm pdf} = 158$ km s^{-1} and width $\sigma_{\rm pdf} = 27$ km s^{-1}, following the Bernardi et al. (2003) observations of early-type galaxies in high-density environments in the Sloan Digital Sky Survey.

Finally, we model three galaxy-scale haloes separately from the scaling relation: the two BCGs and another bright galaxy (GAL1) lying close to the System 2 giant arc. The southern BCG and GAL1 (objects Cl29 and Cl32, respectively, in Fig. 3) are close enough and massive enough to significantly affect the shape of System 2. The northern BCG mildly influences the orientation of the northern cluster potential. Like the other galaxy potentials, we fix the position, PA and ellipticity values to match the *F*814*W* HFF data. We also fix $r_{\rm core}$, though we assume different values (0.14 kpc for the

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

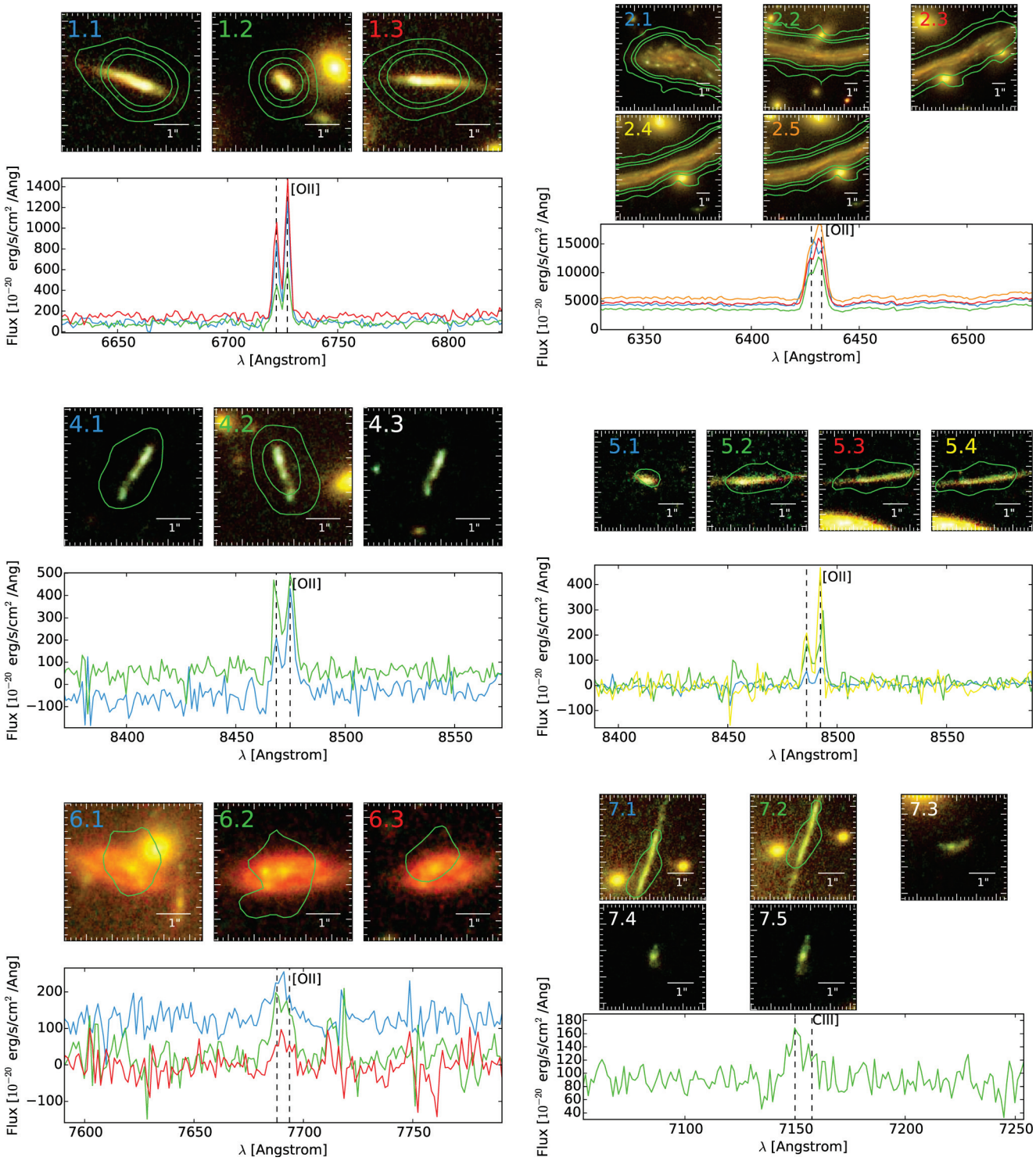

Figure 5. (a) Multiply imaged systems with MUSE spectroscopy. Individual members of a given system (constraints) are labelled according to Table 1. In the top panels, we show colour images of each constraint, using the *F*435*W*/*F*606*W*/*F*814*W* HFF bands for the RGB channels of the figure. The one exception is System 6, which instead uses a colour scheme of *F*435*W*/*F*814*W*/*F*160*W* to better highlight its morphology. Green contours represent the 1σ, 3σ and 5σ (per pixel) levels of the brightest emission line seen in narrow-band imaging of the MUSE data cube. Cutouts of the extracted spectra, again centred on the brightest emission line, are shown in the bottom panel. The label colour of a given constraint matches the colour of its corresponding spectrum. Constraints that fall outside of the MUSE field of view, and thus have no MUSE spectroscopy, are labelled in white. With the exception of System 16, which includes the undetected Image 16.2, only image constraints used in the A370 mass model are displayed here. Model predictions outside of the MUSE footprint where we find no obvious *HST* counterpart are not shown. For merging pairs of images (Images 5.3/5.4, 7.1/7.2 and 21.1/21.2) we use a common extraction region for both spectra. The combined spectrum of both images then appears as a single line in the plot. (b) New MUSE-identified systems. The contours seen in Image 14.3 are identical to those in Fig. 4, highlighting the overlap between the Lyman α haloes of Images 14.3 and 22.1. (c) The final three MUSE-identified systems. We again see the overlap between the Lyman α haloes of Images 14.3 and 22.1.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

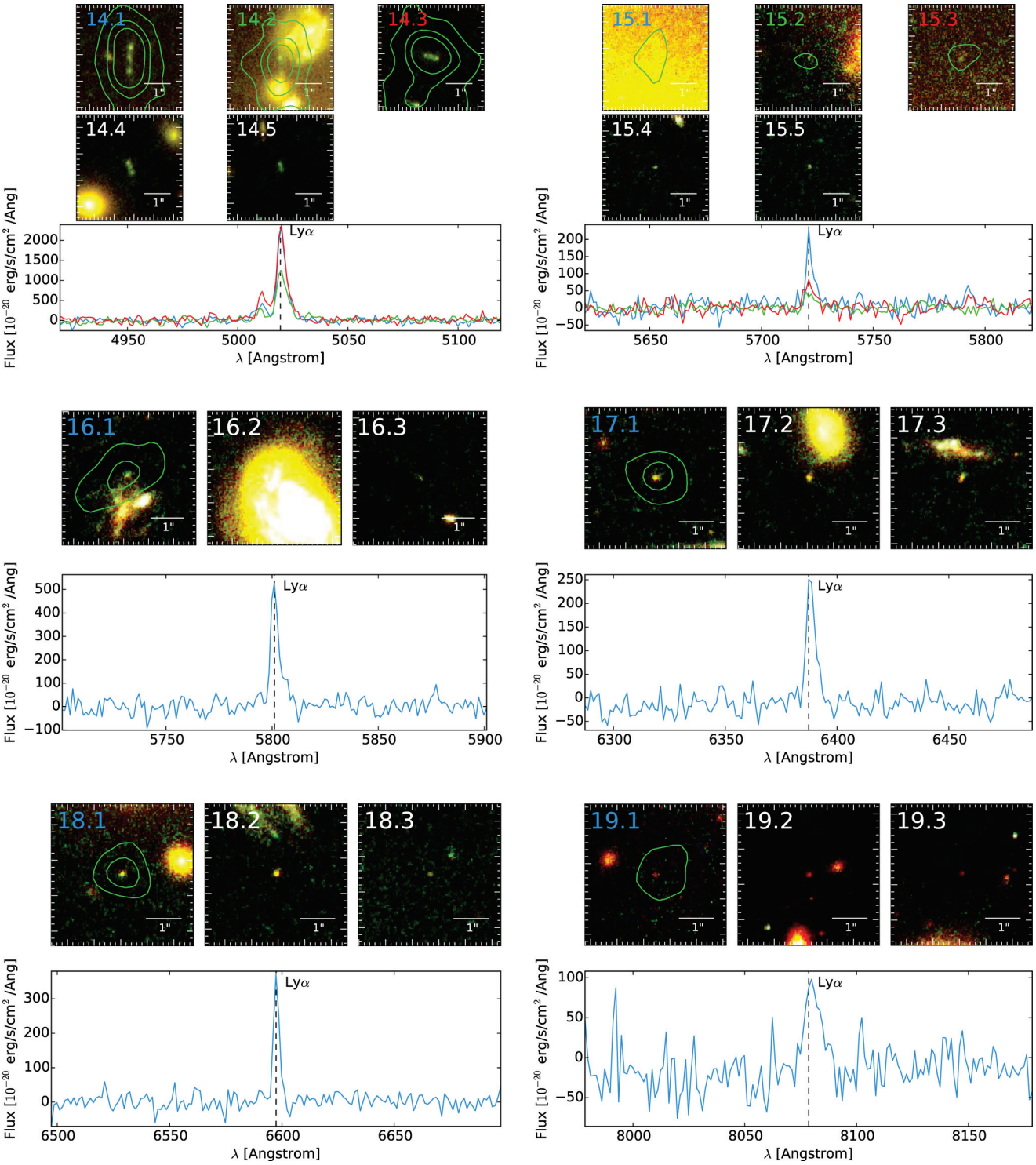

Figure 5 – *continued*

BCGs, 0.06 kpc for GAL1) based on their magnitudes, which are consistent with the original scaling relation. The values of σ_0 and $r_{\rm cut}$ are allowed to vary freely, using their magnitude-scaled values relative to L^* as a starting point.

Individual galaxies that we include in the model as cluster-member haloes are selected through a colour cut, using the three optical HFF bands. Additionally, we limit the selection to bright galaxies ($m_{\rm F814W} < 22.6$), since beyond this cutoff – roughly equivalent to $\sim$0.02 L_* – galaxies will have a negligible effect on the mass budget. We also exclude galaxies at distances beyond $R = 70$ arcsec from the cluster centre ($\alpha = 2^{\rm h}\,39^{\rm m}\,59\overset{\rm s}{.}9$, $\delta = -1^\circ\,34'\,36\overset{''}{.}5$), corresponding to $R > 360$ kpc in physical space, for similar reasons. For the colour cut itself, we construct the *F*435*W*–*F*606*W* and *F*606*W*–i814*W* colour–magnitude diagrams and look for evidence of a red sequence. The colour–magnitude diagrams are shown in the upper panels of Fig. 7, along with the boundary conditions

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

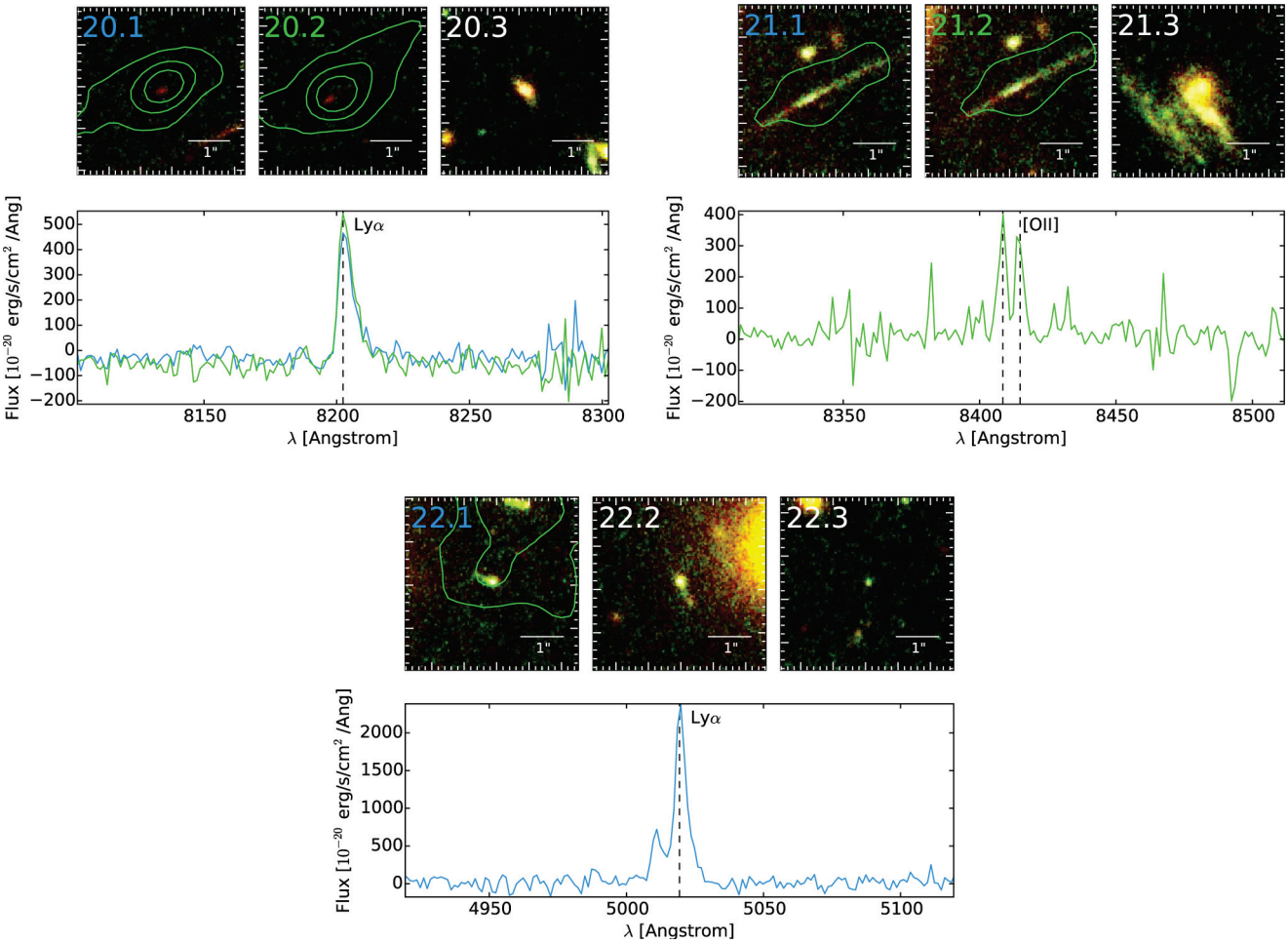

Figure 5 – *continued*

used to select candidate cluster members. These are given by

$$(-0.11 \times m_{\mathrm{F814W}}) + 4.06 \leq (m_{\mathrm{F435W}} - m_{\mathrm{F606W}})$$
$$(-0.11 \times m_{\mathrm{F814W}}) + 4.45 \geq (m_{\mathrm{F435W}} - m_{\mathrm{F606W}}) \quad (1)$$

for *F*435*W*–*F*606*W* and

$$(-0.04 \times m_{\mathrm{F814W}}) + 1.74 \leq (m_{\mathrm{F606W}} - m_{\mathrm{F814W}})$$
$$(-0.04 \times m_{\mathrm{F814W}}) + 1.93 \geq (m_{\mathrm{F606W}} - m_{\mathrm{F814W}}) \quad (2)$$

for *F*606*W*–*F*814*W*. We then combine the two plots into a colour–colour diagram and select galaxies that satisfy both red sequence cuts. The majority of these galaxies fall into a tight cluster locus (Fig. 7, bottom). To measure galaxy photometry, we run SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) in dual-image mode, using the *F*814*W* band data as the detection template. In the region covered by the MUSE footprint, we further refine the selection process by including all spectroscopically confirmed cluster members (including the bluer, late-type galaxies missed by the colour–colour cut) and rejecting all non-cluster members regardless of their colours or magnitudes.

We constrain the mass model with the positions of known multiply imaged systems, however, we first revise the interpretation of System 5, previously described as a three-image system (5.1, 5.2, 5.3). Image 5.3 is actually located close to a background galaxy at $z = 0.6$ (object B6 in Table 3) that perturbs the lens model, and we add it as an additional galaxy-scale potential. As illustrated by a simulation of the lensing effect on Images 5.1 and 5.2, this small perturbation convincingly produces a merging pair of two additional images previously identified as 5.3 (Fig. 8). Therefore, we update our constraint list to include the new Image 5.3 and Image 5.4 in the model. While we use nearly all of the 22 current systems (Table 1) we exclude System 10, a faint radial arc without a secure redshift that also lacks bright counterimages. Because even small changes in the mass model produce wildly different predictions for radial systems, the lack of counterimages makes the system fully degenerate with the parameters of the northern cluster halo.

While some systems have only a single MUSE detection (Systems 16, 17, 18, 19 and 22), these objects are often bright in broad-band photometry, and we are able to identify their counterparts in the HFF data directly. In fact, many lens systems with MUSE spectroscopy have at least one counterimage that falls outside of the current footprint, since the GTO data only cover a fraction of the A370 field of view. Though we are unable to confirm these objects spectroscopically, we can identify them with the help of the lens model itself. Specifically, we start with known (spectroscopically confirmed) members of a given lens system and use the model to predict the location of counterimages. From this rough guess, we look for candidates in the HFF data that match the system members (i.e. galaxies with similar colours, morphology and shape), which we take to be the counterimages. We then optimize a new version of the model, including these other constraints. We can compare the models with and without the added constraints, and if the new

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

Table 1. Multiply imaged systems.

ID[a,b]	RA	Dec	z^c	z range
1.1	39.967 047	−1.576 9172	0.8041	
1.2	39.976 273	−1.576 0558	0.8041	
1.3	39.968 691	−1.576 6113	0.8041	
2.1	39.973 825	−1.584 2290	0.7251	
2.2	39.971 003	−1.585 0422	0.7251	
2.3	39.968 722	−1.584 5058	0.7251	
2.4	39.969 394	−1.584 7328	0.7251	
2.5	39.969 630	−1.584 8508	0.7251	
3.1	39.965 658	−1.566 8560	1.95[d]	
3.2	39.968 526	−1.565 7906	1.95[d]	
3.3	39.977 293	−1.567 2022	1.95[d]	
*3.4	*39.959 758*	*−1.571 3806*	–	
4.1	39.979 704	−1.576 4364	1.2728	
4.2	39.970 688	−1.576 3221	1.2728	
4.3	39.961 971	−1.577 9671	1.2728	
5.1	39.973 473	−1.589 0463	1.2775	
5.2	39.971 110	−1.589 2363	1.2775	
5.3	39.969 472	−1.589 0961	1.2775	
5.4	39.968 580	−1.589 0045	1.2775	
6.1	39.969 405	−1.577 1811	1.0633	
6.2	39.964 334	−1.578 2307	1.0633	
6.3	39.979 641	−1.577 0904	1.0633	
7.1	39.969 788	−1.580 4299	2.7512	
7.2	39.969 882	−1.580 7608	2.7512	
7.3	39.968 815	−1.585 6313	2.7512	
*7.4	39.986 567	−1.577 5688	–	
*7.5	39.961 533	−1.580 0028	–	
*8.1	39.964 485	−1.569 8065	{2.042}	[0.5–5.0]
*8.2	39.961 889	−1.573 6473	{2.042}	
*8.3	*39.984 904*	*−1.570 9139*	–	
9.1	39.962 402	−1.577 8911	1.52 [d]	
9.2	39.969 486	−1.576 2654	1.52 [d]	
9.3	39.982 022	−1.576 5337	1.52 [d]	
*10.1	39.968 585	−1.571 7898	–	
*10.2	39.968 017	−1.570 8820	–	
*11.1	39.963 839	−1.569 3802	{4.667}	[2.5–10.0]
*11.2	39.960 789	−1.574 1702	{4.667}	
*11.3	*39.987 592*	*−1.570 9501*	–	
*12.1	39.969 682	−1.566 6360	{2.858}	[0.5–5.0]
*12.2	39.959 198	−1.575 3221	{2.858}	
*12.3	39.984 100	−1.570 9127	{2.858}	
*13.1	39.979 513	−1.571 7782	{5.119}	[0.5–5.0]
*13.2	39.975 210	−1.568 8203	{5.119}	
*13.3	*39.956 112*	*−1.576 4444*	–	
14.1	39.972 309	−1.578 0910	3.1309	
14.2	39.972 192	−1.580 1027	3.1309	
14.3	39.974 254	−1.585 5770	3.1309	
*14.4	39.981 313	−1.578 2202	–	
*14.5	39.957 673	−1.580 4590	–	
15.1	39.971 328	−1.580 6040	3.7084	
15.2	39.971 935	−1.587 0512	3.7084	
15.3	39.971 027	−1.577 7907	3.7084	
*15.4	39.984 017	−1.578 4514	–	
*15.5	39.958410	−1.579 3722	–	
16.1	39.964 016	−1.588 0782	3.7743	
*16.2	*39.966 037*	*−1.589 0355*	–	
*16.3	39.984 414	−1.584 1111	–	
17.1	39.969 758	−1.588 5333	4.2567	
*17.2	39.985 403	−1.580 8406	–	
*17.3	39.960 235	−1.583 6508	–	
18.1	39.975 830	−1.587 0613	4.4296	
*18.2	39.981476	−1.582 0728	–	
*18.3	39.957 362	−1.582 0861	–	
19.1	39.971 996	−1.587 8654	5.6493	

Table 1 – *continued*

ID[a, b]	RA	Dec	z^c	z range
*19.2	39.985 142	−1.579 0944	–	
*19.3	39.958 316	−1.581 3093	–	
20.1	39.965 279	−1.587 8055	5.7505	
20.2	39.963 619	−1.586 8798	5.7505	
*20.3	*39.986 651*	*−1.581 2606*	–	
21.1	39.966 733	−1.584 6943	1.2567	
21.2	39.967 252	−1.584 9694	1.2567	
*21.3	39.981 539	−1.581 4028	–	
22.1	39.974 406	−1.586 1017	3.1309	
*22.2	39.981 675	−1.579 6852	–	
*22.3	39.957 906	−1.581 0108	–	

Notes. [a]Images labelled with an asterisk (*) fall outside of the MUSE cube and do not have secure redshifts. We identify them in the HFF data, using the A370 mass model as a guide.
[b]Images in italics are predicted by the model, but no suitable counterimage is seen in the *HST* data. We do not include these images as model constraints, but we present them here for completeness. Image 16.2, which is in the MUSE field of view but predicted to fall behind a bright cluster galaxy, is also included here, since it is undetected in MUSE.
[c]Redshifts enclosed in braces ({}) are fit by the model as free parameters. The fit range is given in the 'z range' column.
[d]Redshifts for these systems are taken from Diego et al. (2016).

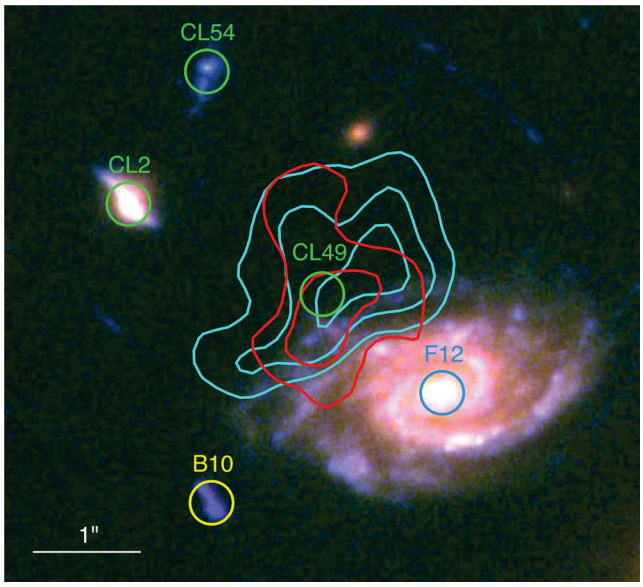

Figure 6. Cluster member CL49, an emission-line object ($z = 0.3843$) not seen in broad-band *HST* imaging. The estimated centroid of the object is shown as a green circle, while the cyan and red contours trace the 1σ, 3σ and 5σ (per pixel) regions of [O II] and H α emission, respectively. Curiously, the long axis of emission seems to have a divergent velocity field, as the flux at either end is slightly redshifted relative to the centre.

results stay within an acceptable error limit: an average model rms displacement of 1 arcsec or lower, we keep the counterimages and start the process again. In this way, we are able to iteratively refine and improve the model until it converges on the best solution.

In the best A370 model, we identify 16 counterimages this way: Images 7.4, 7.5, 14.4, 14.5, 15.4, 15.5, 16.3, 17.2, 17.3, 18.2, 18.3, 19.2, 19.3, 21.3, 22.2 and 22.3. With the exception of the System 7 counterimages, they are all associated with newly identified MUSE objects, again highlighting the power of MUSE as a redshift engine. While the model also predicts the existence of Images 3.4 and 20.3,

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

Table 2. Cluster members.

ID	RA	Dec	z	$m_{\rm F435W}$	$m_{\rm F606W}$	$m_{\rm F814W}$	Type[a]
Cl1	39.975198	−1.587 9282	0.3582	23.98	22.31	21.55	Ca II H, K
Cl2	39.978460	−1.583 9292	0.3606	24.16	22.96	22.34	H α
Cl3	39.970141	−1.580 7560	0.3609	25.56	24.02	23.18	Ca II H, K
Cl4	39.967945	−1.584 4368	0.3624	24.47	22.56	21.59	Ca II H, K
Cl5	39.970898	−1.584 6121	0.3635	24.52	22.54	21.59	Ca II H, K
Cl6	39.967716	−1.586 6033	0.3639	22.83	20.89	19.86	Ca II H, K
Cl7	39.977458	−1.590 2598	0.3645	24.27	22.71	21.99	Ca II H, K
Cl8	39.974634	−1.583 3866	0.3648	26.09	24.55	23.72	Ca II H, K
Cl9	39.976794	−1.580 8331	0.3649	25.41	23.76	23.00	Ca II H, K
Cl10	39.964373	−1.573 4012	0.3660	23.18	21.25	20.29	Ca II H, K
Cl11	39.964968	−1.575 6005	0.3660	23.42	21.40	20.41	Ca II H, K
Cl12	39.977446	−1.576 4519	0.3680	23.16	21.07	20.02	Ca II H, K
Cl13	39.964290	−1.572 4542	0.3681	23.18	21.25	20.29	Ca II H, K
Cl14	39.975885	−1.575 9172	0.3683	24.37	22.42	21.41	Ca II H, K
Cl15	39.978375	−1.574 3572	0.3683	23.68	21.53	20.49	Ca II H, K
Cl16	39.971815	−1.574 7844	0.3685	23.54	21.84	20.92	Ca II H, K
Cl17	39.971961	−1.584 2487	0.3687	25.34	23.30	22.30	Ca II H, K
Cl18	39.965402	−1.586 0164	0.3701	23.19	21.18	20.15	Ca II H, K
Cl19	39.969599	−1.583 7975	0.3708	22.67	20.66	19.66	H α
Cl20	39.970497	−1.574 8780	0.3708	24.06	22.01	21.01	Ca II H, K
Cl21	39.963783	−1.581 0351	0.3710	21.76	19.82	18.81	Ca II H, K
Cl22	39.971829	−1.586 0732	0.3711	24.65	22.77	21.87	Ca II H, K
Cl23	39.965344	−1.576 0183	0.3716	23.62	21.57	20.54	Ca II H, K
Cl24	39.977262	−1.581 9075	0.3718	23.37	21.18	20.07	Ca II H, K
Cl25	39.972201	−1.580 3644	0.3727	24.83	23.12	22.24	Ca II H, K
Cl26	39.973141	−1.576 8829	0.3728	23.88	21.94	20.95	Ca II H, K
Cl27	39.973889	−1.576 4248	0.3728	25.00	23.21	22.25	Ca II H, K
Cl28	39.973560	−1.574 3250	0.3728	25.05	23.17	22.19	Ca II H, K
Cl29	39.971337	−1.582 2570	0.3731	22.00	19.74	18.66	Ca II H, K
Cl30	39.974778	−1.579 8886	0.3738	25.44	24.60	24.26	H α
Cl31	39.968403	−1.574 6894	0.3742	22.96	20.99	19.95	Ca II H, K
Cl32	39.969132	−1.584 9674	0.3742	23.58	21.57	20.52	Ca II H, K
Cl33	39.971118	−1.586 9043	0.3749	23.13	21.16	20.12	Ca II H, K
Cl34	39.973823	−1.580 8796	0.3753	24.39	22.47	21.51	Ca II H, K
Cl35	39.970597	−1.583 7833	0.3756	23.83	21.72	20.67	Ca II H, K
Cl36	39.972478	−1.584 5667	0.3756	23.01	21.05	20.07	Ca II H, K
Cl37	39.975144	−1.576 8716	0.3762	23.08	21.21	20.25	Ca II H, K
Cl38	39.968075	−1.575 6317	0.3766	23.74	21.77	20.76	Ca II H, K
Cl39	39.972565	−1.583 8926	0.3783	23.01	21.05	20.07	Ca II H, K
Cl40	39.972358	−1.584 3052	0.3784	23.01	21.05	20.07	Ca II H, K
Cl41	39.965603	−1.583 3191	0.3789	25.22	23.43	22.49	Ca II H, K
Cl42	39.967642	−1.573 4009	0.3795	25.21	23.46	22.48	Ca II H, K
Cl43	39.970183	−1.576 3142	0.3798	25.13	23.40	22.46	Ca II H, K
Cl44	39.962843	−1.578 3866	0.3802	24.52	23.60	23.25	H α
Cl45	39.971870	−1.579 7518	0.3807	22.85	21.71	21.07	H α
Cl46	39.975789	−1.585 8086	0.3810	22.52	20.37	19.29	Ca II H, K
Cl47	39.968845	−1.578 0882	0.3826	24.96	22.98	21.98	Ca II H, K
Cl48	39.974799	−1.574 9206	0.3839	25.04	23.02	22.01	Ca II H, K
Cl49	39.977573	−1.584 4846	0.3843	26.76	26.11	25.62	[OII]
Cl50	39.964628	−1.580 2868	0.3844	23.74	21.76	20.73	Ca II H, K
Cl51	39.963103	−1.578 9205	0.3848	25.57	23.82	23.03	Ca II H, K
Cl52	39.969230	−1.577 0399	0.3855	24.12	23.14	22.30	Ca II H, K
Cl53	39.978147	−1.581 4394	0.3873	22.20	20.84	20.12	H α
Cl54	39.978109	−1.583 3172	0.3873	24.16	22.96	22.34	H α
Cl55	39.969088	−1.578 6944	0.3885	22.74	20.54	19.46	Ca II H, K
Cl56	39.973107	−1.575 5088	0.3905	22.91	21.26	20.53	Ca II H, K

Note. [a]Listed emission/absorption lines refer to the most prominent features seen in the galaxy's spectrum.

there are no obvious candidates in the available HFF data, so we do not include them as constraints. The remaining systems (8, 11, 12 and 13) fall outside of the MUSE footprint and lack secure redshift information. Thus, we use the positions of these systems as constraints but leave their redshift values as free parameters to be fit by the model. In some cases, the best-fitting model predicts additional counterimages for these objects (Images 8.3, 11.3 and 13.3), but we again find no obvious counterparts in the HFF data, so we do not use them as model constraints. This is because predicted positions without redshift have significantly larger uncertainties.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

Table 3. Other foreground and background objects.

ID	RA	Dec	z	Type
S1	39.972 077	−1.580 5308	0.0000	⋆
S2	39.970 365	−1.585 9742	0.0000	⋆
S3	39.973 933	−1.587 3072	0.0000	⋆
S4	39.964 779	−1.580 1536	0.0000	⋆
F1	39.978 832	−1.575 4827	0.2067	Hα
F2	39.975 921	−1.575 0762	0.2070	[O III]
F3	39.978 088	−1.574 6502	0.2181	Hα
F4	39.980 006	−1.579 7900	0.2558	Hα
F5	39.972 050	−1.574 4911	0.2559	Hα
F6	39.965 942	−1.589 3178	0.3050	Hα
F7	39.966 252	−1.583 8533	0.3247	Hα
F8	39.967 436	−1.587 1793	0.3261	Hα
F9	39.978 915	−1.575 0390	0.3263	Hα
F10	39.977 545	−1.574 1827	0.3264	Hα
F11	39.977 866	−1.577 9488	0.3275	Ca II H, K
F12	39.977 060	−1.584 7684	0.3461	Hα
F13	39.972 236	−1.589 3030	0.3465	Hα
B1	39.973 514	−1.580 0835	0.4104	[O III]
B2	39.979 117	−1.589 8644	0.4223	[O III]
B3	39.976 931	−1.590 9864	0.4225	[O III]
B4	39.969 400	−1.573 6444	0.4655	Ca II H, K
B5	39.968 908	−1.587 1056	0.5804	[O III]
B6	39.969 464	−1.589 5997	0.6037	[O II]
B7	39.967 551	−1.586 1036	0.6801	[O III]
B8	39.967 227	−1.589 9252	0.8040	[O III]
B9	39.963 801	−1.588 2507	0.8049	[O III]
B10	39.978 094	−1.585 2708	1.0606	[O II]
B11	39.962 676	−1.585 1813	1.0635	[O II]
B12	39.976 042	−1.589 3204	1.3398	[O II]
B13	39.979 281	−1.590 2451	1.4497	[O II]

While we do note that any object without a secure redshift may not be a real counterimage but instead the chance alignment of a different galaxy, the combination of model predictions and visual evidence from the *HST* data makes this scenario extremely unlikely. As a result, we do not consider this possibility in our current lens modelling. However, we will revisit these objects in future work with a larger MUSE mosaic. After adding and removing objects as described above, we are left with 21 unique systems with a total of 66 individual image constraints.

To optimize the model, we feed all parameters and constraints into the LENSTOOL[7] (Kneib et al. 1996; Jullo et al. 2007; Jullo & Kneib 2009) software program, which probes the full parameter space with a Bayesian Markov Chain Monte Carlo (MCMC) sampler. To evaluate a given model, LENSTOOL reconstructs the parametrized mass distribution and transforms the constraint coordinates from the image (observed) plane to the source (undeflected) plane. In the source plane, the program calculates the barycentre of each constraining system, then transforms these results back to the lens plane, creating a set of predicted images that can be compared to observation. By minimizing the rms displacement between prediction and observation, LENSTOOL is thus able to objectively determine the 'best' model for a given set of input parameters (e.g. Kneib et al. 1996; Limousin et al. 2007a).

Following Richard et al. (2014), our initial model includes two massive cluster potentials (each centred on a BCG) and the cluster galaxies selected from the colour–colour cut outlined above. However, after several MCMC iterations with this model, we find that

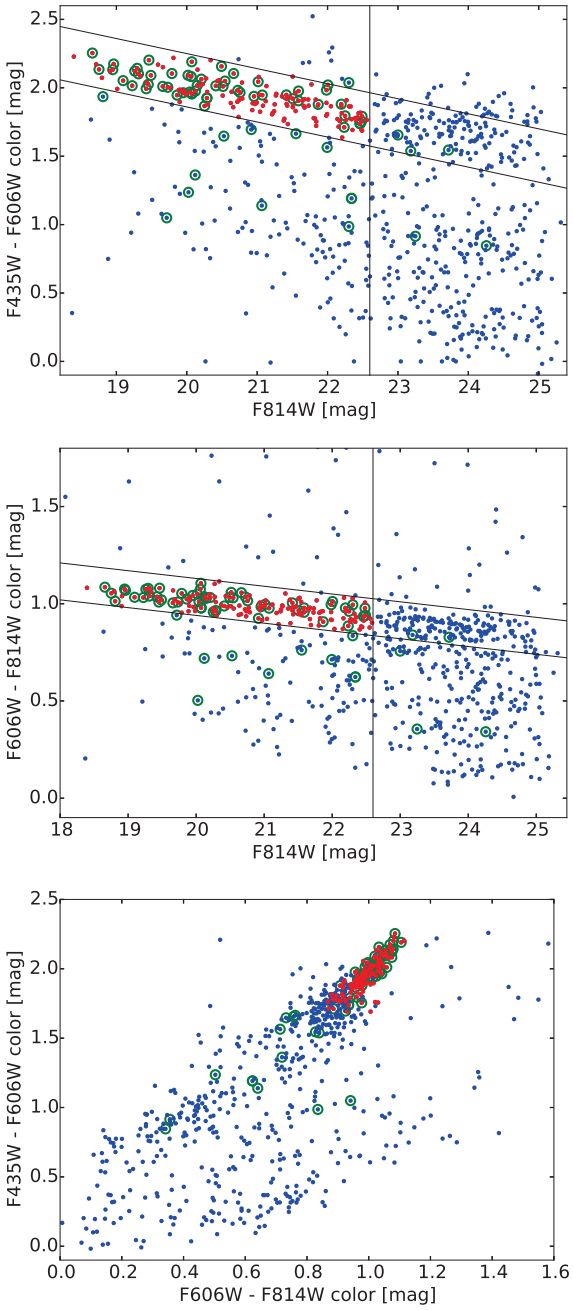

Figure 7. Colour–colour criterion used to select galaxies for mass modelling. Top: objects selected from the ($F435W$–$F606W$) versus $F814W$ colour–magnitude diagram. Diagonal lines trace the 3σ upper- and lower bounds defining the cluster red sequence, while a faint-end magnitude cut-off ($m_{F814W} < 22.6$) is represented by the vertical line. Galaxies selected through this criterion are shown in red. Additionally, spectroscopically confirmed cluster members are highlighted by green rings, and are included in the final model regardless of colour or magnitude. Middle: similar selection diagram, using the ($F606W$–$F814W$) versus $F814W$ colour–magnitude diagram. Bottom: combination of the two colour–magnitude diagrams into a colour–colour diagram. 'Good' objects – those falling simultaneously within both cluster red sequences – are mainly located within a tight locus. The final set of colour–colour selected galaxies are shown in red, while the spectroscopic galaxies are again shown as green rings.

[7] https://projets.lam.fr/projects/lenstool/wiki

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

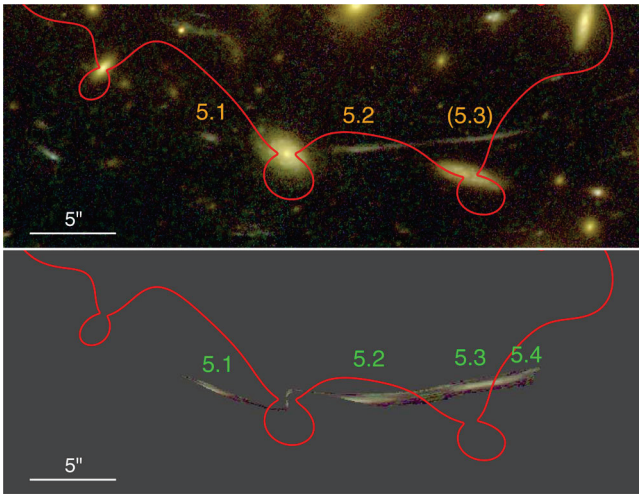

Figure 8. Our new interpretation of System 5. Top: an ACS RGB image of System 5. Bottom: a simulated image, using the lens model. In this simulation, a pixelized image of the galaxy is sent to the source plane and then back to the image plane to be compared with observations. The critical line at $z = 1.2775$ (red line in both panels) is affected by the background $z = 0.6$ spiral galaxy (B6; see Table 3) on the right and crosses the rightmost image previously known as 5.3. We interpret 5.3 as a merging pair of two additional images mirroring only part of the source. This is seen convincingly in the simulation, which reproduce the relative surface brightnesses of the observations well.

no combination of parameter values sufficiently recreates the observed image positions (i.e. with an average rms error <1 arcsec). In particular, we are unable to simultaneously model the positions of the systems in the north and the new MUSE-identified images near the centre. This is most noticeable in System 12, where typical model displacements can be as large as 6 arcsec.

To help correct this disagreement, we first add an elongated, bar-like mass potential (DM3) as a bridge between the two cluster haloes (Table 4). This flattens the mass distribution in the region between the two BCGs, and improves the fit of the central, radial image constraints of Systems 7, 14 and 15. As a consequence of adding the bar, the northern cluster potential (DM2) becomes more elongated and its centroid moves further away from the BCG. This can be explained as a model degeneracy between the positions of DM2 and DM3, since there is a significant overlap between their mass distributions. In fact, the barycentre of the two components falls slightly to the south of the BCG itself.

Even after adding the bar, however, we are only able to reduce the model rms to 1.17 arcsec, with the northern systems still poorly fit. Therefore, we add an additional large-scale cluster potential to the model (DM4), centred near a group of bright galaxies in the northeastern corner of the cluster (see Fig. 9). This location is chosen both because of its proximity to Image 12.3 (the image constraint with the highest rms error), and because it is part of a 'crown' of galaxies sitting above the northern BCG. Since all of the galaxies in the crown are bright and have similar, cluster-like colours and several are spectroscopically confirmed to be cluster members (Mellier et al. 1988) it is possible this collection represents another, unaccounted-for mass component of A370.

As with the other cluster potentials, we allow the dPIE parameters of the crown component to vary freely within a set of priors, though we assume an initial configuration that is more elliptical (like the bar), to better account for the stretched nature of the crown. Including this additional mass clump further improves the fit, reducing the average rms displacement from 1.17 arcsec to 0.94 arcsec, below the benchmark level of rms = 1 arcsec.

To see if even more mass structures are needed to describe A370, we also test a five-clump mass model, placing an additional mass clump on the western side of the A370 crown. Like the eastern clump, we choose locations close to bright cluster galaxies – including the pair of elliptical galaxies near the top of the crown – though we do allow the centroid to vary around these locations. However, this does not significantly improve the fit (rms = 0.88 arcsec) and actually lowers the Bayesian evidence, possibly suggesting an overfit to the data (see Section 5.1). Thus, given the success of the four-clump model in reproducing the image constraint positions, we treat its optimized parameter set as our 'best-fitting' description of the A370 mass distribution. Optimized parameters for all models can be seen in Table 4, and the final model mass reconstruction is shown in Fig. 9.

5 DISCUSSION

5.1 The case for additional mass clumps

While adding two new large-scale mass clumps to the model significantly improves the fit, it is important to ask the question 'Is this additional mass truly necessary?' In other words, are these new mass clumps real features supported by the data, or is it simply a case of overfitting in a sparsely sampled region of the cluster? To answer this, we look at both model and (perhaps more importantly) physical evidence.

From a purely statistical point of view, the Bayesian evidence value ($\mathcal{E}$) can discriminate between models, taking into account and in some cases penalizing additional terms and model complexities, while simultaneously evaluating goodness of fit. Models with larger evidence terms are preferred over those with smaller terms, providing an objective criterion for comparison (see e.g. Limousin et al. 2010). For the A370 models (Table 4), we find that the evidence of the three-clump model ($\log(\mathcal{E}) = -303.19$) is significantly larger than that of the two-clump model ($\log(\mathcal{E}) = -1817.07$), showing that the data strongly prefer a mass distribution that includes a flatter, central 'bar' component. The evidence term of the four-clump model is larger still ($\log(\mathcal{E}) = -201.90$) – though the relative improvement over the three-clump model is not as great – again suggesting a real need for the crown clump. Finally, although the more complex five-clump model has a marginally improved fit over the four-clump model (rms = 0.88 arcsec), its evidence value actually decreases ($\log \mathcal{E} = -202.67$) suggesting that the fifth mass clump is unnecessary and that we are beginning to overfit the system. Additional tests, placing the fifth clump at several other locations throughout the crown, yield similar (or worse) results.

As a complementary check on overfitting, we also calculate the Bayesian information criterion (BIC) term for each model:

$$\mathrm{BIC} = -2 \times \log(\mathcal{L}) + k \times \log(n), \quad (3)$$

where $\mathcal{L}$ is the model likelihood, k is the number of model free parameters and n is the number of model constraints. Lower BIC values are favoured over higher values, and for our models, we again see that the four-clump case (BIC = 455.35) is preferred over all others (we present all values in Table 4), bolstering the claim that the bar and the crown are real, necessary features.

On the physical side of the evidence argument, we first turn to the cluster light distribution. As previously mentioned, the presence of the northern crown of galaxies already suggests an additional mass distribution not captured by the two-clump model. To test this

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

Table 4. Candidate lens models and best-fitting parameters.

Model name (fit statistics)	Component	$\Delta\alpha^a$ (arcsec)	$\Delta\delta^a$ (arcsec)	ε^b	θ (deg)	$r_{\rm core}$ (kpc)	$r_{\rm cut}$ (kpc)	σ_0 (km s^{-1})
Two-clump	DM1	$-0.69^{+0.04}_{-0.06}$	$1.83^{+0.32}_{-0.10}$	$0.50^{+0.01}_{-0.01}$	$-73.1^{+0.5}_{-0.3}$	$51.4^{+0.4}_{-1.0}$	[800.0][c]	786^{+2}_{-5}
rms = 2.81 arcsec	DM2	$4.74^{+0.12}_{-0.15}$	$36.64^{+0.11}_{-0.14}$	$0.47^{+0.01}_{-0.01}$	$-104.9^{+0.3}_{-0.3}$	$170.4^{+2.8}_{-1.3}$	[800.0]	1345^{+7}_{-4}
$\chi^2/\nu = 31.97$	BCG1	[−0.01]	[0.02]	[0.30]	[−81.9]	[0.14]	$46.5^{+1.0}_{-1.0}$	205^{+8}_{-2}
$\log(\mathcal{L}) = -1652.47$	BCG2	[5.90]	[37.24]	[0.20]	[−63.9]	[0.14]	$48.3^{+4.2}_{-5.6}$	177^{+34}_{-7}
$\log(\mathcal{E}) = -1817.07$	CL32	[7.92]	[−9.76]	[0.26]	[25.7]	[0.06]	$7.4^{+1.0}_{-1.2}$	90^{+6}_{-1}
BIC = 3404.75	L* galaxy	–	–	–	–	[0.15]	$44.4^{+0.8}_{-2.5}$	163^{+2}_{-2}
Three-clump	DM1	$1.57^{+0.13}_{-0.08}$	$3.05^{+0.01}_{-0.09}$	$0.36^{+0.02}_{-0.03}$	$-78.7^{+1.3}_{-3.3}$	$22.3^{+0.6}_{-1.0}$	[800.0]	564^{+4}_{-3}
rms = 1.17 arcsec	DM2	$19.58^{+1.68}_{-0.50}$	$32.65^{+1.12}_{-2.75}$	$0.90^{+0.03}_{-0.05}$	$-130.6^{+1.1}_{-0.9}$	$149.8^{+6.1}_{-7.5}$	[800.0]	665^{+20}_{-33}
$\chi^2/\nu = 6.00$	DM3	$-3.29^{+0.39}_{-0.35}$	$37.02^{+0.97}_{-0.98}$	$0.54^{+0.02}_{-0.01}$	$91.4^{+1.2}_{-0.8}$	$210.4^{+3.0}_{-4.6}$	[800.0]	1376^{+26}_{-9}
$\log(\mathcal{L}) = -209.75$	BCG1	[−0.01]	[0.02]	[0.30]	[−81.9]	[0.14]	$61.3^{+5.2}_{-2.5}$	177^{+11}_{-5}
$\log(\mathcal{E}) = -303.19$	BCG2	[5.90]	[37.24]	[0.20]	[−63.9]	[0.14]	$63.2^{+1.9}_{-6.4}$	317^{+1}_{-15}
BIC = 554.49	CL32	[7.92]	[−9.76]	[0.26]	[25.7]	[0.06]	$15.3^{+2.5}_{-4.5}$	74^{+3}_{-4}
	L^* Galaxy	–	–	–	–	[0.15]	$45.7^{+2.1}_{-2.3}$	230^{+9}_{-1}
Four-clump	DM1	$1.10^{+0.19}_{-0.17}$	$2.40^{+0.18}_{-0.10}$	$0.22^{+0.03}_{-0.02}$	$-79.3^{+4.6}_{-5.2}$	$20.4^{+0.6}_{-1.0}$	[800.0]	536^{+4}_{-6}
rms = 0.94 arcsec	DM2	$14.04^{+0.73}_{-0.48}$	$30.95^{+0.92}_{-0.81}$	$0.85^{+0.01}_{-0.01}$	$-127.0^{+0.3}_{-0.3}$	$148.4^{+3.9}_{-2.3}$	[800.0]	917^{+10}_{-12}
$\chi^2/\nu = 4.33$	DM3	$-1.11^{+0.28}_{-0.36}$	$31.34^{+1.29}_{-1.03}$	$0.73^{+0.01}_{-0.01}$	$99.2^{+0.5}_{-0.5}$	$179.9^{+5.5}_{-3.7}$	[800.0]	1159^{+9}_{-11}
$\log(\mathcal{L}) = -146.48$	DM4	$-37.58^{+1.15}_{-1.02}$	$42.69^{+1.22}_{-1.20}$	$0.79^{+0.02}_{-0.02}$	$68.2^{+1.5}_{-1.1}$	$55.3^{+6.2}_{-3.1}$	[800.0]	530^{+8}_{-11}
$\log(\mathcal{E}) = -201.90$	BCG1	[−0.01]	[0.02]	[0.30]	[−81.9]	[0.14]	$38.1^{+4.0}_{-3.5}$	185^{+17}_{-6}
BIC = 455.35	BCG2	[5.90]	[37.24]	[0.20]	[−63.9]	[0.14]	$52.4^{+3.9}_{-2.5}$	316^{+12}_{-30}
	CL32	[7.92]	[−9.76]	[0.26]	[25.7]	[0.06]	$28.8^{+6.4}_{-5.2}$	88^{+5}_{-5}
	L^* Galaxy	–	–	–	–	[0.15]	$38.2^{+1.0}_{-2.6}$	197^{+6}_{-8}
Five-clump	DM1	$1.44^{+0.18}_{-0.17}$	$2.35^{+0.33}_{-0.11}$	$0.17^{+0.03}_{-0.03}$	$-73.5^{+6.8}_{-4.3}$	$24.4^{+1.5}_{-1.1}$	[800.0]	561^{+4}_{-3}
rms = 0.88 arcsec	DM2	$9.96^{+0.32}_{-1.19}$	$27.54^{+0.57}_{-1.55}$	$0.83^{+0.02}_{-0.03}$	$-124.3^{+0.8}_{-0.9}$	$129.8^{+4.5}_{-5.2}$	[800.0]	857^{+21}_{-34}
$\chi^2/\nu = 4.29$	DM3	$-2.29^{+0.41}_{-0.88}$	$36.56^{+2.28}_{-0.88}$	$0.76^{+0.02}_{-0.03}$	$100.0^{+0.8}_{-0.8}$	$182.4^{+3.4}_{-8.5}$	[800.0]	1134^{+22}_{-23}
$\log(\mathcal{L}) = -133.64$	DM4	$-38.41^{+1.66}_{-1.24}$	$44.48^{+1.43}_{-1.70}$	$0.80^{+0.02}_{-0.02}$	$73.5^{+4.2}_{-2.3}$	$51.4^{+8.8}_{-4.3}$	[800.0]	531^{+21}_{-18}
$\log(\mathcal{E}) = -202.67$	DM5	$44.27^{+0.11}_{-1.71}$	$53.79^{+8.08}_{-0.28}$	$0.75^{+0.04}_{-0.14}$	$-35.1^{+2.7}_{-5.3}$	$36.9^{+4.5}_{-8.7}$	[800.0]	436^{+52}_{-57}
BIC = 456.27	BCG1	[−0.01]	[0.02]	[0.30]	[−81.9]	[0.14]	$40.6^{+5.3}_{-4.9}$	200^{+11}_{-14}
	BCG2	[5.90]	[37.24]	[0.20]	[−63.9]	[0.14]	$51.0^{+5.0}_{-2.6}$	280^{+17}_{-12}
	CL32	[7.92]	[−9.76]	[0.26]	[25.7]	[0.06]	$5.9^{+4.6}_{-5.7}$	101^{+7}_{-6}
	L^* Galaxy	–	–	–	–	[0.15]	$46.1^{+2.9}_{-1.6}$	199^{+9}_{-10}

Notes. [a] $\Delta\alpha$ and $\Delta\delta$ are measured relative to the reference coordinate point: ($\alpha = 39.971\,34$, $\delta = -1.582\,2597$).
[b] Ellipticity (ε) is defined to be $(a^2 - b^2)/(a^2 + b^2)$, where a and b are the semimajor and semiminor axes of the ellipse.
[c] Quantities in brackets are fixed parameters.

theory, we first isolate the cluster light in the *F*814*W* band (the filter where cluster members are brightest), keeping only the objects selected by the cluster-member colour–colour cut (Section 4) and masking the rest. We then smooth the remaining light with a Gaussian kernel ($\sigma_{\rm smooth} = 10$ arcsec), providing a cleaner view of the light distribution. Comparing this distribution to the four-clump mass model (Fig. 10, left), we find good agreement between the brightest points of the light map and the positions of the large-scale clumps. As expected, the southern cluster halo sits near the southern BCG, the combined northern cluster halo and bar surround the northern BCG, and the fourth clump sits on the eastern side of the crown. Even more promisingly, the orientation of the fourth mass clump is aligned with the distribution of the crown light, even though it is allowed to vary freely in the model. Assuming then that, at least to some degree, the presence of light traces the presence of mass, the agreement between the light map and mass model provides another argument in favour of the four-clump model.

Finally, we also look at the A370 X-ray gas profile, as the presence of hot X-ray gas is often used as a tracer of deep mass potentials. For this, we turn to publicly available, deep *Chandra* data: an 88 ks image of A370, observed using the using the Advanced CCD Imaging Spectrometer S-array (ACIS-S) camera (ID: 08700025, PI: G. Garmire). After smoothing the X-ray map using the `ASMOOTH` algorithm (Ebeling, White & Rangarajan 2006), we compare the smoothed X-ray map to the positions of the four-clump mass model components (Fig. 10, right). While the results here are not as definitive as in the cluster-light case, we do still see a moderate agreement between the map and the clump positions. Generally, the X-ray contours are also slightly extended in the vicinity of the crown clump, again hinting at the presence of an additional potential well.

Focusing more closely on the X-ray contours, we can see that they follow a distinct box-like pattern, which is especially noticeable in the outskirts of the cluster. Interestingly, the mass contours in the four-clump model have a similar shape, largely driven by the

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

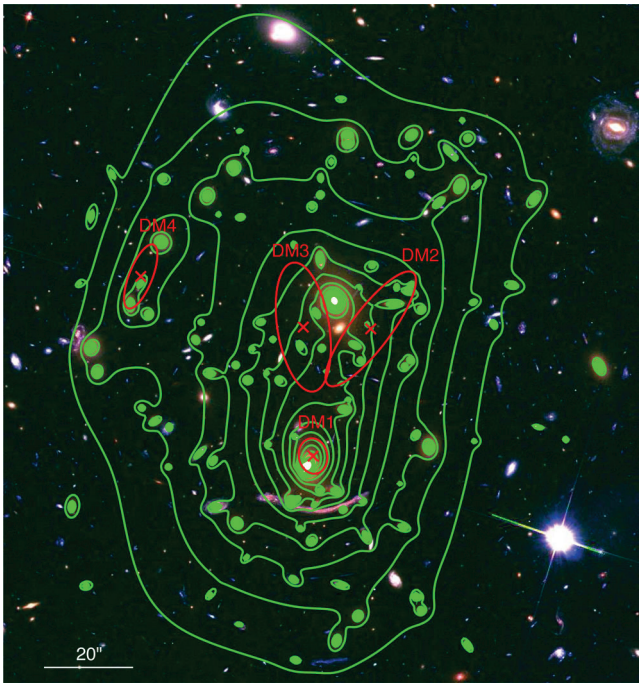

Figure 9. Dark matter surface mass density contours (green) measured from the lens model. Contours are shown in steps of 3×10^8 $M_\odot$ kpc^{-2}, starting from 10^9 $M_\odot$ kpc^{-2}. Highlighted in red are the centroids of the four cluster-scale dark matter haloes. Red ellipses are used to give a rough estimate of the relative shape and strength of each component, but we stress that the actual mass contours are much larger and less elliptical.

overlap between the northern cluster halo and the central bar. Given the rough agreement between the X-ray and mass contours, it is possible that the best-fitting positions of the northern mass clumps are more than a simple degeneracy, but instead driven by physical parameters.

Thus, taken as a whole, the combination of physical and statistical evidence indicates that the additional mass clumps in the cluster centre and crown region are necessary components of the mass model. This suggests an even more complex mass distribution than previously thought, motivating future studies in this area.

5.2 Comparisons with other models

Thanks to the discovery of several new lensing constraints, our picture of the A370 mass distribution is beginning to evolve. While the addition of new mass clumps is the largest change, it is not the only difference. To get a better understanding of these changes and what they mean physically, we can compare our model to previous results. This is especially easy with the models presented by Johnson et al. (2014) and Richard et al. (2014), since they were both also generated with LENSTOOL, using a similar set of parameters. On the whole, while the total mass of A370 remains largely unchanged between models, where the mass enclosed within a 500 kpc circular radius is $\sim 8 \times 10^{14}$ $M_\odot$ in each case, the distribution of mass between various components does not. In particular, we find that the cluster halo associated with the southern BCG (DM1) is much rounder and more compact than either of the previous models, flattening the mass profile in this region. This is predominantly due to the number of radial, five-image systems seen near the southern cluster (Systems 7, 14 and 15), as a more elliptical mass distribution would break

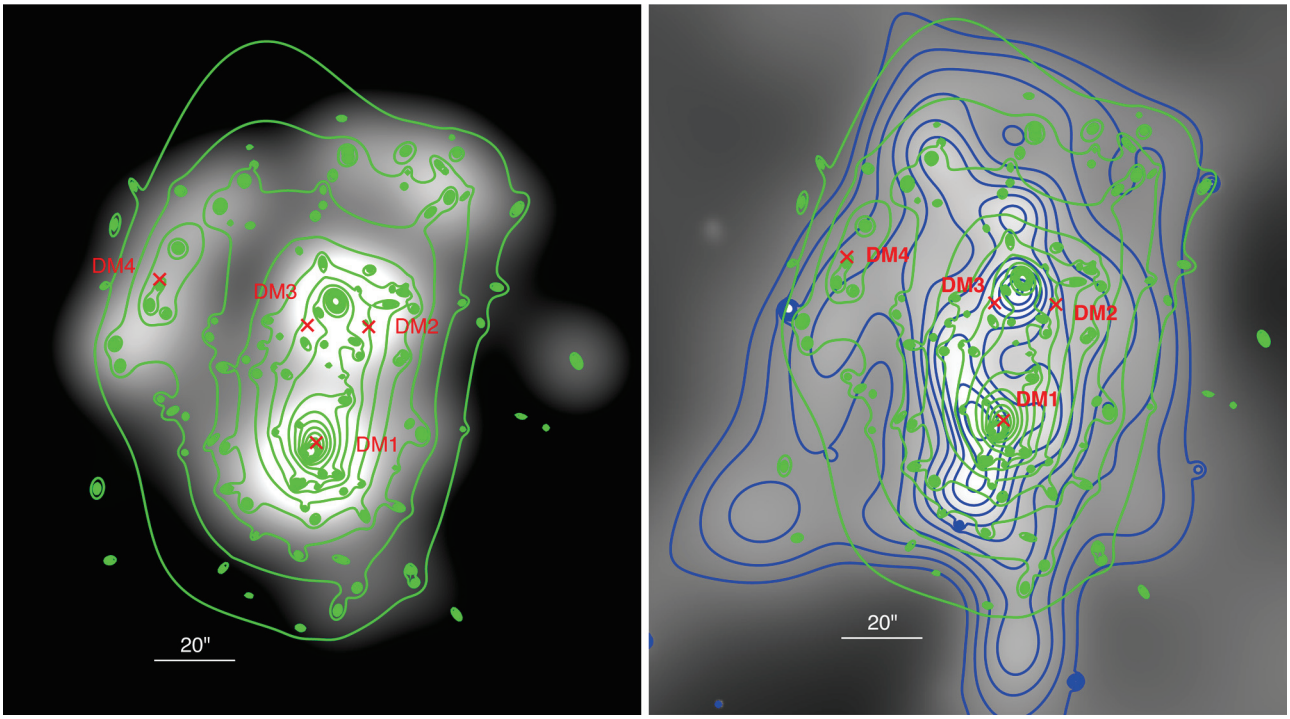

Figure 10. Comparisons between model mass clumps and two physical parameter maps. Left: the smoothed cluster light map. We see an agreement between the mass clump positions and the locations of the brightest cluster light. We also find a good agreement between the orientation of the light in the 'crown' and the fourth mass clump (DM4). Right: the X-ray gas map. We again see an agreement between the map and the large-scale clump positions, along with an agreement in shape and orientation of the X-ray gas contours (blue lines) and model mass contours (green lines). In both cases, the mass contours are the same as those presented in Fig. 9. Taken together these two maps suggest that the bar (DM3) and the crown (DM4) are real features of the cluster, and not a simple case of overfitting the data.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

Table 5. Model parameter comparisons.

Parameter	Model[a]	σ_0 (km s^{-1})	ε	θ (degree)	$r_{\rm core}$ (kpc)	$r_{\rm cut}$ (kpc)
DM1	J14	969^{+100}_{-46}	$0.47^{+0.02}_{-0.03}$	$80.8^{+0.99}_{-0.74}$	$88.2^{+8.7}_{-5.7}$	[1500][b]
	R14	833^{+58}_{-6}	$0.59^{+0.04}_{-0.04}$	$-106.0^{+2.8}_{-3.3}$	$64.0^{+8.0}_{-5.0}$	[1000]
	L16	536^{+4}_{-6}	$0.22^{+0.03}_{-0.02}$	$-79.3^{+4.6}_{-5.2}$	$20.4^{+0.6}_{-1.0}$	[800.0]
DM2	J14	1040^{+45}_{-120}	$0.09^{+0.02}_{-0.06}$	$89.4^{+10.0}_{-3.9}$	$94.7^{+3.7}_{-15.0}$	[1500]
	R14	1128^{+37}_{-51}	$0.38^{+0.04}_{-0.05}$	$-89.6^{+2.8}_{-2.4}$	$155.0^{+9.0}_{-12.0}$	[1000]
	L16	917^{+10}_{-12}	$0.85^{+0.01}_{-0.01}$	$-127.0^{+0.3}_{-0.3}$	$148.4^{+3.9}_{-2.3}$	[800.0]
L^* Galaxy	J14	[120]	–	–	[0.15]	[120]
	R14	116^{+16}_{-8}	–	–	[0.15]	$61.0^{+21.0}_{-5.0}$
	L16	197^{+6}_{-8}	–	–	[0.15]	$38.2^{+1.0}_{-2.6}$

Notes. [a]Model Key – J14: Johnson et al. (2014), R14: Richard et al. (2014), L16: this work.
[b]Quantities in brackets are fixed parameters.

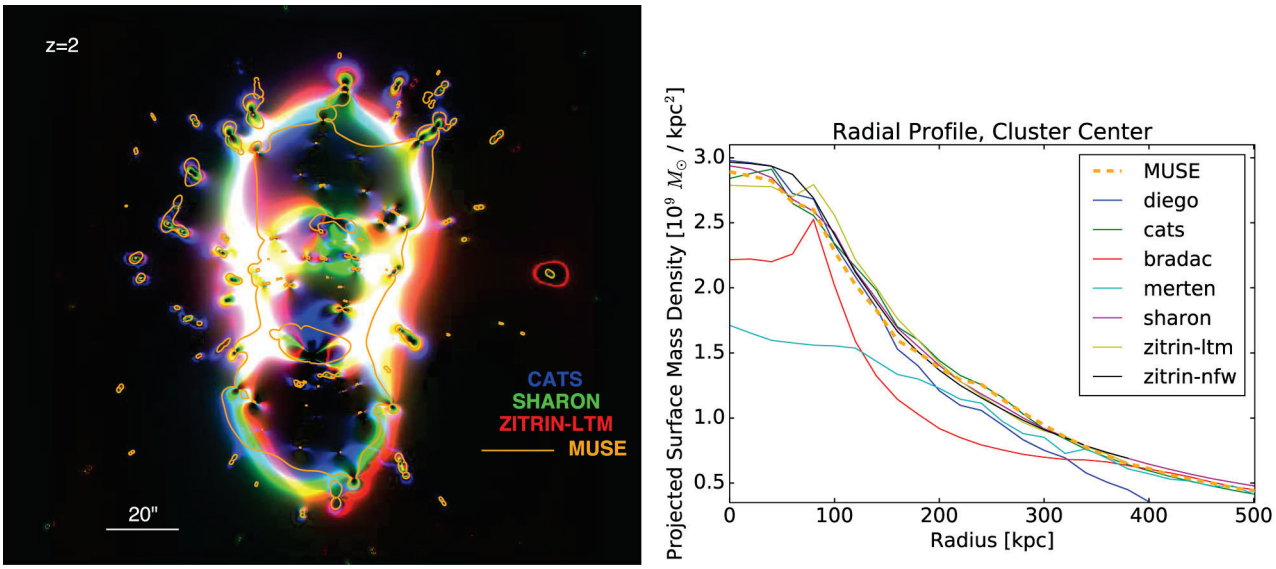

Figure 11. Comparisons between our best-fitting mass model and previous HFF models. Left: magnification maps of the CATS (blue), Sharon (green) and Zitrin-LTM (red) models, compared to the $z = 2$ critical curve of our model (orange line). Areas of high magnification ($\mu > 20$) appear as the coloured regions in each map. We see good agreement between our model and the others, but our model has a larger radial critical region (internal orange line) driven by the discovery of several radial lens systems. Additionally, our critical line has a boxier shape than the other models, due to the orientation of the northern cluster potential and the central bar (Table 4). Right: radial surface mass density profile, using several HFF public models. Our model (orange dashed line) has a lower value at small radii, due to the radial caustic region. At ∼250 kpc, we see a distinct bump, which represents the additional mass clump in the crown.

the symmetry and destroy the radial arcs. Conversely, the northern cluster halo (DM2) is more elliptical and tilted at a steeper angle away from north, though this is largely driven by model degeneracies between DM2 and the central bar component. Both cluster potentials are also considerably less massive in our model, which is another consequence of the bar. Finally, we note that our model favours a significantly larger L^* galaxy velocity dispersion, placing more emphasis on localized substructure contributions to the total mass profile. A list of specific parameter differences can be seen in Table 5.

In addition to specific model parameters, we can also compare the total mass properties of our model. For this exercise, we turn to the public models constructed for the HFF lens modelling initiative. In the left-hand panel of Fig. 11, we show the $z = 2$ critical curve for our best-fitting model, compared to the magnification maps of three different HFF models: 'CATS', from the Clusters As TelescopeS team, (Co-PIs: J.P. Kneib and P. Natarajan), 'Sharon v.2' (PI: K. Sharon) and 'Zitrin-LTM' (PI: A. Zitrin). We select these models because they are constructed using only strong-lensing constraints, and because the resolution of their magnification maps at the core of the cluster is sufficiently high enough to compare their critical curves. In general, the shape of our curve largely traces the high-magnification regions in the other models, suggesting a broad agreement between our work and earlier studies. However, we do note that our curve has a boxier shape, due to the interaction between the northern cluster halo and the central bar and to the presence of the crown clump. Furthermore, the radial critical region (traced out by the internal orange line) is much larger in our model. This is again a result of the rounder, flatter mass distribution predicted by our model, and also highlights the increased area containing radial lensing constraints such as Systems 7, 14 and 15.

These features can also be seen in the right-hand panel of Fig. 11, where we show the radial surface mass density profile for several models (including Diego et al. 2016), starting from a point roughly

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

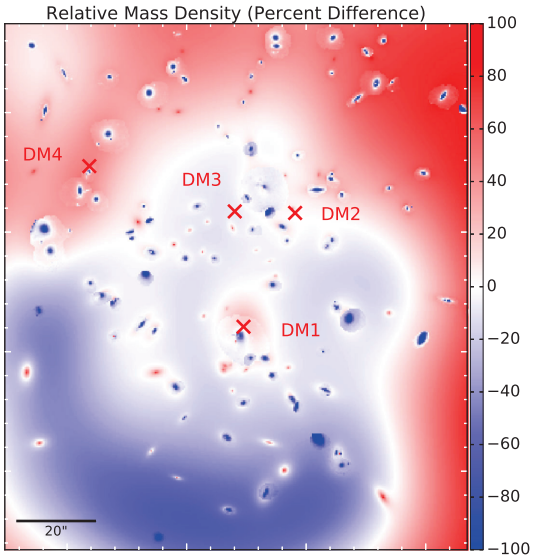

Figure 12. Residual mass density map between our best parametric model and the free-form 'driver' model presented in Diego et al. (2016). In this plot, red represents an overdensity in the parametric model, while blue represents an overdensity in the free-form case. Although there are differences in the spatial distributions of the models, the typical variation is less than 10 per cent. We note that the largest deviations appear in the cluster outskirts, where the absolute mass density is small. As a result, the total mass is roughly the same in both cases.

centred between the two BCGs ($\alpha = 2^{h}39^{m}52\overset{s}{.}937$, $\delta = -1^{\circ}\ 34'\ 37\overset{''}{.}003$). At small radii (<100 kpc), our mass profile is lower than several others, since this region covers the flatter core responsible for the extended radial critical curve. On the other hand, our model profile is slightly higher than the others between 200 and 300 kpc, due to the crown mass clump.

Of course, important spatial information is lost when the mass map is radially averaged, so it is important to look for differences in the full 2D mass distribution, as well. For this test, we compare our four-clump model to the free-form 'driver' model presented in Diego et al. (2016), which is also generated from the HFF data, but constructed in a completely independent way, reducing potential sources of unknown bias. In that work, the driver model is constructed to recreate the positions of 10 very secure lens systems, including seven systems identified here (Systems 1, 2, 3, 4, 6, 7 and 9). Unlike our purely parametric approach, this model uses a broad grid of 2D Gaussians to characterize the smooth, cluster-scale mass distribution, along with a compact light-traces-mass component for bright galaxies (similar to our own method). To make the comparison, we subtract the free-form model's mass density map from our own map, measuring relative differences on a pixel-by-pixel basis. The results can be seen in Fig. 12. Overall, we do see differences between the two approaches: the Diego et al. (2016) model is generally more concentrated and slightly rounder. Our parametric approach shows a noticeable overdensity in the vicinity of the crown, due to the crown mass clump (DM4) in the east, and the extension of the northern cluster clump and the central bar (DM2 and DM3, respectively) in the north-west. The parametric model also has a larger fraction of total mass in the outskirts of the cluster, which is also seen in the radial profile presented in Fig. 11. While model differences can be large at large radii – the parametric model is roughly twice as dense as the free-form model at the edges of the map – we note that the absolute mass density values at these distances are very small ($\sim 10^{8}\ M_{\odot}\ \mathrm{kpc}^{-2}$) and contribute a negligible amount to the total mass budget. Conversely, the relative differences near the cluster centre are typically less than 10 per cent, resulting in an overall good agreement between the two models.

Finally, we can compare our model (and all models) of A370 to other clusters in the HFF programme. The combined rms error for our best-fitting model ($\sigma_i = 0.94$ arcsec) is higher than the error presented in Johnson et al. (2014) ($\sigma_i = 0.82$ arcsec), comparable to the error in Richard et al. (2014) ($\sigma_i = 0.93$ arcsec), and smaller than the error presented in Richard et al. (2010) ($\sigma_i = 1.76$ arcsec). However all of these rms values are larger than the best-fitting models of most other HFF clusters, such as MACS 0416 ($\sigma_i = 0.6$ arcsec; Caminha et al. 2017) or Abell 2744 ($\sigma_i = 0.7$ arcsec; Jauzac et al. 2016). Instead, while not as large, our rms is more similar to MACS 0717 ($\sigma_i = 1.9$ arcsec; Limousin et al. 2016). Like MACS 0717, A370 is a complex cluster, with several interacting mass components covering a large field of view. In fact, the A370 'multiple-image zone' (Fig. 13), the region predicted to contain all multiple images out to high redshift ($z = 10$), is the second largest of all of the Frontier Fields, behind only MACS 0717. Given the similarities, it is therefore unsurprising that the typical rms is also high.

To reduce the total rms further, we need to explore the other areas of the cluster with MUSE. This will help to refine the model even more and allow us to test whether or not our current interpretation is correct. In particular, the crown mass clump may only be a temporary solution; future data may require additional large-scale haloes, or even suggest an alternative to the crown. We cannot be sure of this until we have additional constraints in the north. Fortunately, such a survey is currently underway (PI: F. Bauer), and the results of this study will be the topic of a future paper.

6 CONCLUSIONS

In this paper, we have presented a new mass model for the A370 cluster, taking advantage of deep HFF imaging and new MUSE spectroscopy. Our main conclusions are as follows.

(i) We present a MUSE-based redshift catalogue for A370, consisting of 120 secure redshifts ($\delta z < 0.1$ per cent), including 34 multiply imaged background objects (comprising 15 unique systems), 13 singly imaged background galaxies, 56 cluster members, 13 foreground galaxies and 4 stars.

(ii) Together, HFF and MUSE data are a powerful combination, greatly improving our ability to construct lens models. The MUSE spectroscopy is particularly valuable for this work, as it can be used to blindly identify new lensing constraints without selecting a specific redshift range.

(iii) After constructing a mass model with the new multiply imaged constraints, we find two key differences with previous work.

(1) A central core that is flatter and less massive due to an increase in radial lensing systems.

(2) The need for additional large-scale mass clumps ('the bar' and 'the crown') to better fit lensing constraints in the north of the cluster.

(iv) A lack of model constraints in the north makes accurate comparisons difficult. We will need more MUSE data, covering a larger area of the A370 cluster to discriminate between possible interpretations. These data are currently being taken, and will be the subject of an upcoming paper.

Additionally, our model can be used as a guide for upcoming observations, as high-magnification regions in our models (Fig. 13)

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

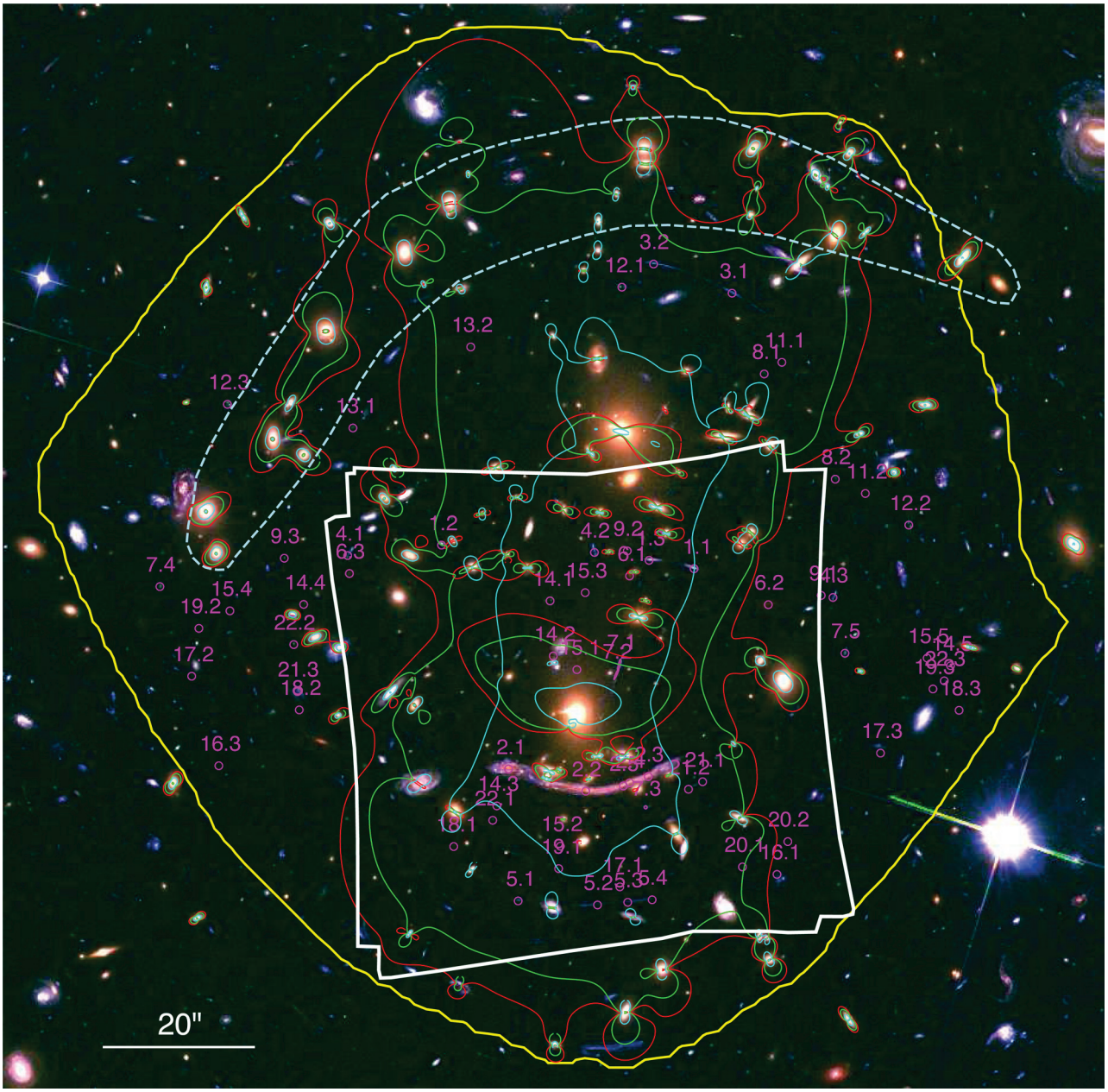

Figure 13. Extent of the 'multi-image zone' (yellow curve) as predicted by the best A370 mass model. This region represents the area that encloses all expected multiple images out to high redshift ($z = 10$). The MUSE data footprint (white square) is again included for reference, and is considerably smaller than the multi-image zone. Additionally, three critical curves are displayed, highlighting lines of high magnification for three redshifts: $z = 1$ (cyan), $z = 3$ (green) and $z = 9$ (red). These lines are heavily clustered around the BCGs and the northern galaxy crown (noted by the dashed contour). Finally, all image constraints used in the model are shown as magenta circles.

should be ideal places to look for new, magnified high-redshift galaxies. With new MUSE spectroscopy on the way, the A370 cluster should continue to provide a wealth of new information in the future.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to thank the anonymous referee for providing several helpful comments and suggestions to improve the manuscript. DJL thanks Jose M. Diego for providing a mass density map of his 'driver' model, which was useful for the quantitative comparisons in Section 5. DJL, JR, BC, GM, VP and JM acknowledge support from the European Research Council (ERC) starting grant 336736-CALENDS. This work has been carried out thanks to the support of the Agence Nationale de la Recherche (ANR) FOGHAR (ANR-13-BS05-0010-02) and the Origines Constituants et EVolution de l'Univers (OCEVU) Labex (ANR-11-LABX-0060). LW acknowledges support by the Competitive Fund of the Leibniz Association through grant SAW-2015-AIP-2. Some of the data presented in this paper were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST) at the Space Telescope Science Institute (STScI). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

REFERENCES

Abell G. O., 1958, ApJS, 3, 211
Bacon R. et al., 2010, Proc. SPIE, 7735, 773508
Bacon R. et al., 2015, A&A, 575, A75
Baldry I. K. et al., 2014, MNRAS, 441, 2440
Bernardi M. et al., 2003, AJ, 125, 1849
Bertin E., 2006, in Gabriel C., Arviset C., Ponz D., Solano E., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 351, Astronomical Data Analysis Software and Systems XV. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 112
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Bézecourt J., Kneib J. P., Soucail G., Ebbels T. M. D., 1999a, A&A, 347, 21
Bézecourt J., Soucail G., Ellis R. S., Kneib J.-P., 1999b, A&A, 351, 433
Bina D. et al., 2016, A&A, 590, A14
Bradač M. et al., 2008a, ApJ, 681, 187
Bradač M., Allen S. W., Treu T., Ebeling H., Massey R., Morris R. G., von der Linden A., Applegate D., 2008b, ApJ, 687, 959
Caminha G. B. et al., 2017, A&A, 600, 90
Diego J. M. et al., 2016, MNRAS, preprint (arXiv:1609.04822)
Ebeling H., Edge A. C., Henry J. P., 2001, ApJ, 553, 668
Ebeling H., White D. A., Rangarajan F. V. N., 2006, MNRAS, 368, 65
Ebeling H., Ma C. J., Kneib J.-P., Jullo E., Courtney N. J. D., Barrett E., Edge A. C., Le Borgne J.-F., 2009, MNRAS, 395, 1213
Elíasdóttir Á. et al., 2007, preprint (arXiv:0710.5636)
Ford H. C. et al., 2003, Proc. SPIE, 4854, 81
Fort B., Prieur J. L., Mathez G., Mellier Y., Soucail G., 1988, A&A, 200, L17
Halkola A., Seitz S., Pannella M., 2007, ApJ, 656, 739
Hammer F., 1987, in Bergeron J., Kunth D., Rocca-Volmerange B., Tran Than Van J., eds, Proc. IAP Workshop: High Redshift and Primeval Galaxies. Editions Frontières, France p. 467
Hammer F., 1991, ApJ, 383, 66
Hoag A. et al., 2016, ApJ, 831, 182
Hsu L.-Y., Ebeling H., Richard J., 2013, MNRAS, 429, 833
Jauzac M. et al., 2014, MNRAS, 443, 1549
Jauzac M. et al., 2015, MNRAS, 452, 1437
Jauzac M. et al., 2016, MNRAS, 457, 2029
Johnson T. L., Sharon K., Bayliss M. B., Gladders M. D., Coe D., Ebeling H., 2014, ApJ, 797, 48
Jullo E., Kneib J.-P., 2009, MNRAS, 395, 1319
Jullo E., Kneib J.-P., Limousin M., Elíasdóttir Á., Marshall P. J., Verdugo T., 2007, New J. Phys., 9, 447
Karman W. et al., 2015, A&A, 574, A11
Kawamata R., Oguri M., Ishigaki M., Shimasaku K., Ouchi M., 2016, ApJ, 819, 114
Kimble R. A., MacKenty J. W., O'Connell R. W., Townsend J. A., 2008, Proc. SPIE, 7010, 70101E
Kneib J. P., Mellier Y., Fort B., Mathez G., 1993, A&A, 273, 367
Kneib J.-P., Ellis R. S., Smail I., Couch W. J., Sharples R. M., 1996, ApJ, 471, 643
Limousin M., Kneib J. P., Bardeau S., Natarajan P., Czoske O., Smail I., Ebeling H., Smith G. P., 2007a, A&A, 461, 881
Limousin M. et al., 2007b, ApJ, 668, 643
Limousin M. et al., 2010, A&A, 524, A95
Limousin M. et al., 2016, A&A, 588, A99
Lotz J. M. et al., 2017, ApJ, 837, 97
Lynds R., Petrosian V., 1986, BAAS, 18, 1014
Lynds R., Petrosian V., 1989, ApJ, 336, 1
Massey R. et al., 2015, MNRAS, 449, 3393
Medezinski E., Broadhurst T., Umetsu K., Benítez N., Taylor A., 2011, MNRAS, 414, 1840
Mellier Y., Soucail G., Fort B., Mathez G., 1988, A&A, 199, 13
Mellier Y., Fort B., Soucail G., Mathez G., Cailloux M., 1991, ApJ, 380, 334
Monna A. et al., 2014, MNRAS, 438, 1417
Morandi A., Ettori S., Moscardini L., 2007, MNRAS, 379, 518
Natarajan P., Kneib J.-P., Smail I., Treu T., Ellis R., Moran S., Limousin M., Czoske O., 2009, ApJ, 693, 970
Oguri M., 2010, PASJ, 62, 1017
Paczynski B., 1987, Nature, 325, 572
Patrício V. et al., 2016, MNRAS, 456, 4191
Postman M. et al., 2012, ApJS, 199, 25
Richard J., Kneib J.-P., Limousin M., Edge A., Jullo E., 2010, MNRAS, 402, L44
Richard J. et al., 2014, MNRAS, 444, 268
Richard J. et al., 2015, MNRAS, 446, L16
Rosati P. et al., 2014, The Messenger, 158, 48
Schmidt K. B. et al., 2014, ApJ, 782, L36
Sharon K., Gladders M. D., Rigby J. R., Wuyts E., Koester B. P., Bayliss M. B., Barrientos L. F., 2012, ApJ, 746, 161
Smail I., Dressler A., Kneib J.-P., Ellis R. S., Couch W. J., Sharples R. M., Oemler A., Jr, 1996, ApJ, 469, 508
Soto K. T., Lilly S. J., Bacon R., Richard J., Conseil S., 2016, MNRAS, 458, 3210
Soucail G., Fort B., Mellier Y., Picat J. P., 1987, A&A, 172, L14
Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G., Cailloux M., 1988, A&A, 191, L19
Treu T. et al., 2015, ApJ, 812, 114
Umetsu K., Broadhurst T., Zitrin A., Medezinski E., Hsu L.-Y., 2011, ApJ, 729, 127
Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Jarno A., Pécontal-Rousset A., Bacon R., Böhm P., 2012, Proc. SPIE, 8451, 84510B
Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Pécontal-Rousset A., Jarno A., Bacon R., 2014, in Manset N., Forshay P., eds, ASP Conf. Ser. Vol. 485, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 451
Zitrin A. et al., 2011, ApJ, 742, 117

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.

Downloaded from https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/469/4/3946/3800685
by scd lyon 1 user
on 04 January 2018

Monthly Notices of the ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY
MNRAS **457,** 2029–2042 (2016) doi:10.1093/mnras/stw069

Hubble Frontier Fields: predictions for the return of SN Refsdal with the MUSE and GMOS spectrographs

M. Jauzac,[1,2,3★] J. Richard,[4] M. Limousin,[5] K. Knowles,[3] G. Mahler,[4] G. P. Smith,[6] J.-P. Kneib,[5,7] E. Jullo,[5] P. Natarajan,[8] H. Ebeling,[9] H. Atek,[8] B. Clément,[4] D. Eckert,[10] E. Egami,[11] R. Massey[1,2] and M. Rexroth[7]

[1]*Centre for Extragalactic Astronomy, Department of Physics, Durham University, Durham DH1 3LE, UK*
[2]*Institute for Computational Cosmology, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK*
[3]*Astrophysics and Cosmology Research Unit, School of Mathematical Sciences, University of KwaZulu-Natal, Durban 4041, South Africa*
[4]*CRAL, Observatoire de Lyon, Université Lyon 1, 9 Avenue Ch. André, F-69561 Saint Genis Laval Cedex, France*
[5]*Laboratoire d'Astrophysique de Marseille – LAM, Université d'Aix-Marseille and CNRS, UMR7326, 38 rue F. Joliot-Curie, F-13388 Marseille Cedex 13, France*
[6]*School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Birmingham B15 2TT, UK*
[7]*Laboratoire d'Astrophysique, Ecole Polytechnique Fédórale de Lausanne (EPFL), Observatoire de Sauverny, CH-1290 Versoix, Switzerland*
[8]*Department of Astronomy, Yale University, 260 Whitney Avenue, New Haven, CT 06511, USA*
[9]*Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Drive, Honolulu, HI 96822, USA*
[10]*Astronomy Department, University of Geneva, 16 ch. d'Ecogia, CH-1290 Versoix, Switzerland*
[11]*Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721, USA*

Accepted 2016 January 6. Received 2015 December 21; in original form 2015 October 13

ABSTRACT

We present a high-precision mass model of the galaxy cluster MACS J1149.6+ 2223, based on a strong gravitational lensing analysis of *Hubble Space Telescope* Frontier Fields (HFF) imaging data and spectroscopic follow-up with Gemini/Gemini Multi-Object Spectrographs (GMOS) and Very Large Telescope (VLT)/Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE). Our model includes 12 new multiply imaged galaxies, bringing the total to 22, composed of 65 individual lensed images. Unlike the first two HFF clusters, Abell 2744 and MACS J0416.1−2403, MACS J1149 does not reveal as many multiple images in the HFF data. Using the LENSTOOL software package and the new sets of multiple images, we model the cluster with several cluster-scale dark matter haloes and additional galaxy-scale haloes for the cluster members. Consistent with previous analyses, we find the system to be complex, composed of five cluster-scale haloes. Their spatial distribution and lower mass, however, makes MACS J1149 a less powerful lens. Our best-fitting model predicts image positions with an rms of 0.91 arcsec. We measure the total projected mass inside a 200-kpc aperture as $(1.840 \pm 0.006) \times 10^{14}$ $M_{\odot}$, thus reaching again 1 per cent precision, following our previous HFF analyses of MACS J0416.1−2403 and Abell 2744. In light of the discovery of the first resolved quadruply lensed supernova, SN Refsdal, in one of the multiply imaged galaxies identified in MACS J1149, we use our revised mass model to investigate the time delays and predict the rise of the next image between 2015 November and 2016 January.

Key words: gravitational lensing: strong – supernovae: individual: SN Refsdal – galaxies: clusters: individual: MACS J1149.

1 INTRODUCTION

Since the discovery of the first giant arcs (in Abell 370; Soucail et al. 1988), gravitational lensing has been recognized as one of the most powerful tools to understand the evolution and assembly of structures in the Universe. Gravitational lensing allows us to measure the dark matter content of the lenses, free from assumptions regarding their dynamical state (for reviews, see e.g. Schneider, Ehlers & Falco 1992; Massey, Kitching & Richard 2010; Kneib & Natarajan 2011; Hoekstra et al. 2013), as well as to spatially resolve the lensed objects themselves (Smith et al. 2009; Richard et al. 2011a; Rau, Vegetti & White 2014). Massive galaxy clusters are ideal 'cosmic telescopes' and generate high magnification factors over a large

★ E-mail: mathilde.jauzac@durham.ac.uk

© 2016 The Authors
Published by Oxford University Press on behalf of the Royal Astronomical Society

field of view (Ellis et al. 2001; Kneib et al. 2004). Their importance for the study of both clusters and the distant Universe lensed by them is apparent from ambitious programs implemented with the *Hubble Space Telescope* (*HST*), like the Cluster Lenses And Supernovae with Hubble (CLASH, PI: Postman; Postman et al. 2012) multicycle treasury project, the Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS) program (PI: Treu; Schmidt et al. 2014), and the recent Hubble Frontier Fields (HFF) Director's initiative.[1]

The galaxy cluster studied in this paper, MACS J1149.6+ 2223 (hereafter MACS J1149), at redshift $z = 0.544$ (RA: + 11:49:34.3, Dec.: + 22:23:42.5), was discovered by the Massive Cluster Survey (MACS; Ebeling, Edge & Henry 2001; Ebeling et al. 2007). The first strong-lensing analyses of MACS J1149 were published by Smith et al. (2009), Zitrin & Broadhurst (2009), and Zitrin et al. (2011), based on shallow *HST* data (GO-9722, PI: Ebeling) taken with the Advanced Camera for Surveys (ACS), and revealed one of the most complex cluster cores known at the time. MACS J1149 stands out among other massive, complex clusters not only by virtue of its relatively high redshift, but also for it hosting a spectacular lensed object, a triply lensed face-on spiral at $z = 1.491$ (Smith et al. 2009). The system was selected as a target for the CLASH program and thus observed with both ACS and the Wide Field Camera 3 (WFC3) across 16 passbands, from the ultraviolet (UV) to the near-infrared, for a total integration time of 20 *HST* orbits, leading to the discovery of a lensed galaxy at $z = 9.6$, observed near the cluster core (Zheng et al. 2012), and the publication of a revised strong-lensing analysis by Rau et al. (2014).

More recently, MACS J1149 was selected as one of the six targets for the HFF observing campaign. Combining the lensing power of galaxy clusters with the high resolution of *HST* and allocating a total of 140 *HST* orbits for the study of each cluster, the HFF initiative aims to probe the distant and early Universe to an unprecedented depth of $\mathrm{mag_{AB}} \sim 29$ in seven passbands (three with ACS, four with WFC3). In a coordinated multiteam effort, mass models[2] of all six HFF cluster lenses were derived from pre-HFF data (CLASH data in the case of MACS J1149) to provide the community with a first set of magnification maps (see in particular Johnson et al. 2014; Richard et al. 2014; Coe, Bradley & Zitrin 2015). Deep HFF imaging of MACS J1149 was obtained during Cycle 22.

In 2014, MACS J1149 was observed with WFC3 between November 3 and 20 as part of the GLASS programme. In the resulting data, Kelly et al. (2015a) discovered a new supernova (SN) within the multiply-imaged spiral galaxy discussed above, lensed into an Einstein cross by a foreground cluster galaxy. Multiply-lensed SN have been predicted for years, but with a relatively low probability of detection (e.g. Refsdal 1964; Kovner & Paczynski 1988). Up to then, only candidates of such events had been reported (Goobar et al. 2009; Patel et al. 2014; Quimby et al. 2014), making this new SN, named SN Refsdal by their discoverers, the first secure case of a resolved multiply-lensed SN. We refer the reader to Kelly et al. (2015a) for more details. The discovery of SN Refsdal led to revisions of the pre-HFF strong-lensing analysis of MACS J1149 and allowed measurements of time delays as well as predictions for the time of appearance of the same SN event in another image of the multiply-imaged spiral (Diego et al. 2016; Oguri 2015; Sharon & Johnson 2015). More recently, other HFF analyses were presented in Treu et al. (2015), Grillo et al. (2015), and Kawamata et al. (2015), in good agreement with the analysis presented here.

In this paper, we present a revised and improved version of the mass model of MACS J1149 by Richard et al. (2014), taking advantage of the recent deep HFF images of the system, as well as spectroscopic surveys of the cluster core with Gemini/Gemini Multi-Object Spectrographs (GMOS) and Very Large Telescope (VLT)/Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE). We study the case of SN Refsdal and compare our results with those obtained by Sharon & Johnson (2015), Oguri (2015), Diego et al. (2016), Treu et al. (2015), Grillo et al. (2015), and Kawamata et al. (2015).

When quoting cosmology-dependent quantities, we adopt the Λ cold dark matter (ΛCDM) concordance cosmology with $\Omega_\mathrm{m} = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and a Hubble constant $H_0 = 70\ \mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$. Magnitudes are quoted in the AB system.

2 OBSERVATIONS

2.1 *Hubble Frontier Fields* data

MACS J1149 was observed for the HFF campaign (ID: 13504, PI: J. Lotz) with WFC3 between 2014 November and 2015 January in four filters, and with ACS between 2015 April and May in three filters. The discovery of SN Refsdal in the GLASS data led to additional observations with WFC3, performed (and to be performed) at preset intervals between 2015 January and November (ID: 13790, PI: Rodney). We used the self-calibrated data (version v1.0) with a pixel size of 0.03 arcsec provided by Space Telescope Science Institute (STScI).[3] These data combine all *HST* observations of the cluster for total integration times corresponding to 25, 20.5, 20, and 34.5 orbits with WFC3 in the *F105W*, *F125W*, *F140W*, and *F160W* passbands, respectively, and to 18, 10, and 42 orbits with ACS in the *F435W*, *F606W*, and *F814W* filters, respectively, leading to a limiting magnitude of $\mathrm{mag_{AB}} = 29$, and thus a depth typical of ultradeep field observations, for all seven filters. A composite *HST*/ACS colour image is shown in Fig. 1.

2.2 Spectroscopy with GMOS

MACS J1149 was observed with the GMOS spectrograph on Gemini-North (ID program: GN-2010A-Q-8) during four nights between 2010 March 19 and April 20. The seeing varied between 0.7 and 0.9 arcsec. A single multi-object mask was used with a total of 20 slits covering multiple images, cluster members, and other background galaxies identified from the *HST* images; the slit width was 1 arcsec. Observations with the B600 and R831 gratings provided a spectral resolution between 1500 at 650 nm and 3000 at 840 nm. A total of 40 × 1050 s exposures were taken, equally split across four wavelength settings centred at 540, 550, 800, and 810 nm.

The GMOS spectroscopic data were reduced using the Gemini IRAF reduction package (v. 1.1) to create individual calibrated 2D spectra of each slit and exposure. These were then aligned and combined using standard IRAF recipes, and 1D spectra were extracted at the location of the sources of interest.

2.3 Spectroscopy with MUSE

The integral field spectrograph MUSE (Bacon et al. 2010) on the VLT observed the very central region of MACS J1149 (green square

[1] http://www.stsci.edu/hst/campaigns/frontier-fields/
[2] http://archive.stsci.edu/prepds/frontier/lensmodels/
[3] http://archive.stsci.edu/pub/hlsp/frontier/m1149/images/hst/

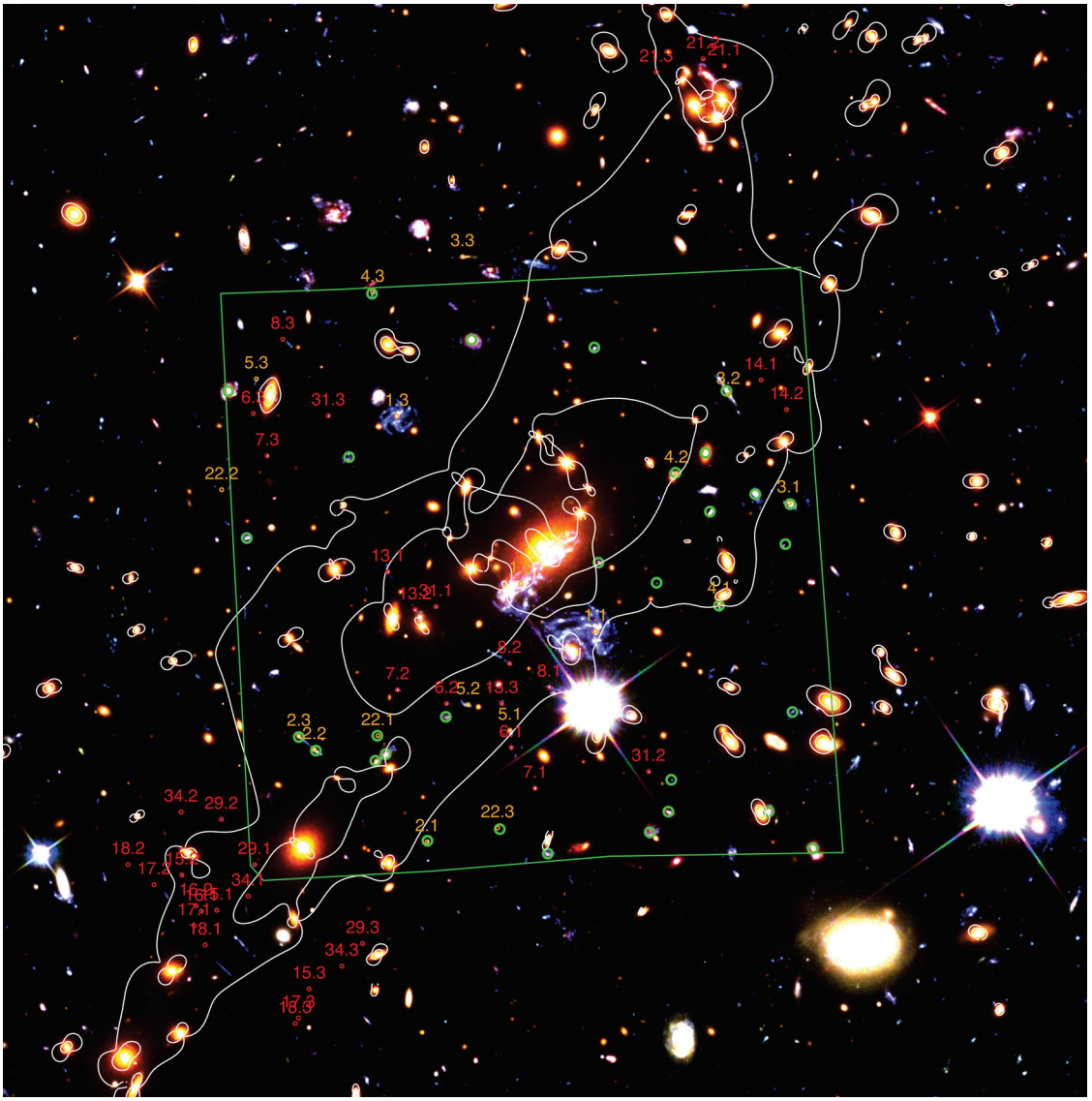

Figure 1. Overview of all multiple-image systems used in this study. The most secure identifications, used to optimize the lens model in the image plane (65 images) are shown in red; in orange we highlight the systems with a spectroscopic redshift from either GMOS or MUSE, with larger green circles highlighting the background sources with a MUSE redshift. System #1 is split into 24 individual sources at the same redshift, not labelled on the figure for clarity (see Table 1 for their coordinates). The underlying colour image is a composite created from *HST*/ACS images in the *F814W*, *F606W*, and *F435W* passbands. Critical lines at $z = 1.49$ and 7.0 are shown in white. The green rectangle highlights the VLT/MUSE field of view. The top left-hand inset shows a close-up view of the northern component of the cluster (clump #4 in Table 5). North is up and east is left.

in Fig. 1) on 2015 February 14 and March 21 as part of the DDT program 294.A-5032(A) (PI: Grillo). The spectrograph's 1×1 arcmin^2 field of view was rotated slightly to a position angle of 4°in order to include the majority of the central multiple-image systems. The seeing varied between 0.9 and 1.2 arcsec.

For the analysis presented here, we combine 10 exposures of 1440 s each that are publicly available from the ESO archive (the complete observations were published while this paper was under review; Grillo et al. 2015). We reduced these data using version 1.1 of the MUSE data reduction pipeline (Weilbacher et al., in preparation); selected results from the full data set (including proprietary exposures) are presented by Karman et al. (2015). We performed the basic calibrations (bias and flat-field corrections, wavelength and geometrical calibration) and applied a twilight and illumination correction to the data taken on each night. Flux calibration was performed using a standard star taken at the beginning of the night, and a global sky subtraction was applied to the pixel tables before a final resampling. The 10 exposures were then aligned after adjustments for offsets measured from the centroid of the brightest star in the south of the field (Fig. 2).

The final MUSE data cube has a spatial pixel scale of 0.2 arcsec and covers the wavelength range 4750–9350 Å at 1.25 Å pixel^{-1} and a resolution of 1500–3000. Following Richard et al. (2015), we analysed this large data set using two complementary approaches: we first extracted the 1D spectrum at the location of each of the sources detected in the HFF images and falling within the MUSE field of view, and then estimated all possible redshifts based on emission- and absorption-line features. In addition, we used narrow-band images created with customized software based on SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) to perform a blind search of the data cube for

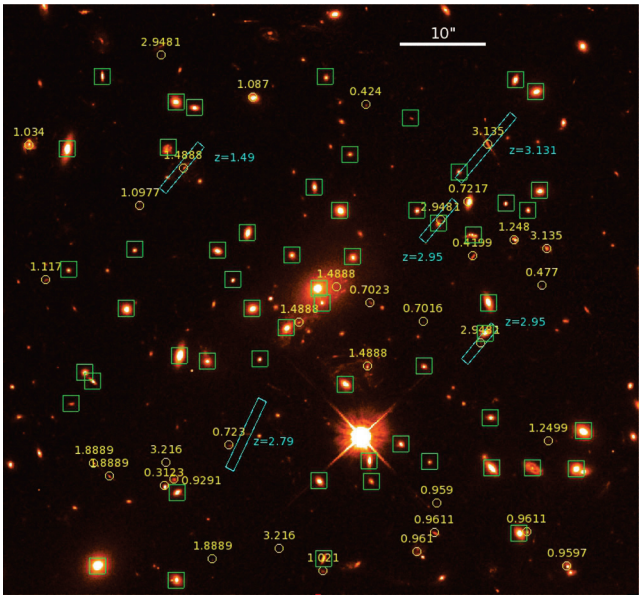

Figure 2. *HST*/ACS *F814W* image of MACS J1149 centred on the MUSE field of view. Cyan slits mark GMOS spectroscopic measurements; yellow circles show the sources with MUSE spectroscopic redshifts; and green squares highlight cluster members with a MUSE spectroscopic redshift as listed in Table 1. We note the presence of a small group of galaxies at $z = 0.96$ in the south-west corner.

isolated emission lines not associated with continuum sources. We then merged the results from both approaches to generate a final MUSE redshift catalogue.

In total, we measured the redshift of 88 sources, including 57 cluster members between $z = 0.513$ and 0.570, and 27 background sources (some of them being multiply imaged, see Section 3.2). Tables 1–3 list coordinates and redshifts for cluster members, singly imaged background sources, and foreground galaxies, respectively. The redshifts for multiple images are provided in Table 4.

3 MULTIPLY IMAGED SYSTEMS

3.1 *HST* identifications

MACS J1149 has been the subject of a number of strong-lensing analyses (Smith et al. 2009; Zitrin & Broadhurst 2009; Zitrin et al. 2011; Johnson et al. 2014; Rau et al. 2014; Richard et al. 2014; Coe et al. 2015; Diego et al. 2016; Oguri 2015; Sharon & Johnson 2015), all of which were based on pre-HFF data except for Diego et al. (2016), their work uses one-third of the HFF data. We started our search for multiple images guided by the mass model of Richard et al. (2014). This model incorporates 35 multiple images of 10 different lensed galaxies, three of which have spectroscopic redshifts from Smith et al. (2009): systems #1, #2, and #3, at $z = 1.491$, 1.894, and 2.497, respectively.

The new, deep HFF ACS and WFC3 images allow us to extend this set of multiple images. To this end, we followed Jauzac et al. (2014, 2015) and first computed the cluster's gravitational-lensing deflection field that describes the mapping of images from the image plane to the source plane, on a grid with a spacing of 0.2 arcsec pixel^{-1}. Since the transformation scales with redshift as described by the distance ratio D_{LS}/D_{OS}, where D_{LS} and D_{OS} are the distances between the lens and the source, and the observer and the source, respectively, it is only computed once, thereby enabling an

Table 1. Catalogue of cluster members detected with VLT/MUSE observations.

ID	RA	Dec.	z_{spec}
1	177.39548	22.404037	0.5133
2	177.39328	22.400253	0.5134
3	177.39859	22.398064	0.5264
4	177.39096	22.401691	0.5272
5	177.40628	22.405381	0.5277
6	177.40358	22.396369	0.5307
7	177.40745	22.399136	0.5307
8	177.39121	22.392715	0.531
9	177.40261	22.396186	0.5315
10	177.39287	22.397096	0.5322
11	177.40546	22.397881	0.5327
12	177.40121	22.400339	0.5327
13	177.39181	22.405281	0.5335
14	177.3911	22.404904	0.5335
15	177.40306	22.404389	0.5335
16	177.39846	22.405383	0.536
17	177.39854	22.389783	0.536
18	177.39965	22.399616	0.536
19	177.39139	22.401063	0.5365
20	177.39502	22.39602	0.5365
21	177.3938	22.402294	0.5385
22	177.40752	22.403047	0.5392
23	177.39686	22.392292	0.5398
24	177.40077	22.396256	0.5403
25	177.40104	22.397885	0.5403
26	177.40515	22.399789	0.5408
27	177.39581	22.393496	0.5408
28	177.39215	22.401282	0.5408
29	177.39869	22.392303	0.5411
30	177.3987	22.398519	0.5411
31	177.39452	22.400647	0.5416
32	177.39886	22.401818	0.5418
33	177.40014	22.394428	0.5425
34	177.39527	22.401054	0.5426
35	177.40171	22.398803	0.5428
36	177.40367	22.391933	0.5433
37	177.39483	22.392927	0.5436
38	177.39169	22.390611	0.5436
39	177.40225	22.399759	0.5436
40	177.38969	22.392704	0.5441
41	177.4069	22.39583	0.5441
42	177.39778	22.395445	0.5443
43	177.39269	22.394364	0.5453
44	177.39752	22.39955	0.5458
45	177.40663	22.395536	0.5466
46	177.4037	22.404578	0.5468
47	177.40737	22.394819	0.547
48	177.39797	22.401045	0.5471
49	177.40369	22.389101	0.5491
50	177.40645	22.389565	0.5496
51	177.39265	22.392733	0.5504
52	177.39693	22.39297	0.5511
53	177.39761	22.402875	0.5511
54	177.39275	22.398072	0.5519
55	177.38943	22.393942	0.5554
56	177.39983	22.397255	0.5609
57	177.40397	22.403094	0.567

Table 2. Catalogue of singly imaged background galaxies detected with VLT/MUSE observations.

ID	RA	Dec.	z_{spec}
58	177.39503	22.397460	0.7016
59	177.39691	22.398059	0.7023
60	177.39346	22.401332	0.7217
61	177.40183	22.393461	0.723
62	177.40377	22.392353	0.9291
63	177.39456	22.391586	0.959
64	177.39000	22.389538	0.9597
65	177.39525	22.390021	0.961
66	177.39141	22.390644	0.9611
67	177.39465	22.390637	0.9611
68	177.39854	22.389384	1.021
69	177.40885	22.403175	1.034
70	177.40100	22.404706	1.087
71	177.40495	22.401208	1.0977
72	177.40825	22.398792	1.117
73	177.39185	22.400103	1.248
74	177.39065	22.393606	1.2499

Table 3. Catalogue of foreground galaxies detected with VLT/MUSE observations.

ID	RA	Dec.	z_{spec}
75	177.40410	22.392153	0.3123
76	177.39331	22.399581	0.4199
77	177.39704	22.404475	0.424
78	177.39088	22.398611	0.477

efficient lens inversion. We then compute the critical region at redshift $z = 7$ and limit our search for multiple images in the ACS data to this area (white contours in Fig. 1). Careful searches, combined with visual scrutiny and confirmation, revealed 12 new multiply imaged systems, bringing the total number of multiple images identified in MACS J1149 to 65, involving 22 different multiply imaged galaxies (Fig. 1 and Table 4), which leads to considerable tighter constraints on the mass model of the cluster. Although a significant improvement over the pre-HFF statistics, this number of new systems is disappointing compared to how many were discovered in the first two HFF clusters, MACS J0416.1−2403 and Abell 2744; we discuss this issue in Section 5.1.

As one of the main goals of our analysis is to measure precise time delays prompted by the discovery of SN Refsdal, we followed Rau et al. (2014) and decomposed system #1, the SN host galaxy, into 24 features, selected as the brightest components of the spiral (see the bottom part of Table 4 for their coordinates). We also added the four images of SN Refsdal located in image 1.2 and labelled S1, S2, S3, and S4, following the same notation as Kelly et al. (2015a), Sharon & Johnson (2015), and Oguri (2015).

In order to test the reliability of our multiple-image identifications, we computed a flux-χ^2 statistic to quantify the similarity of the photometry in each pair of images within a given system:

$$\chi^2_\nu = \frac{1}{N-1} \min_\alpha \left(\sum_{i=1}^{N} \frac{(f_i^A - \alpha f_i^B)^2}{{\sigma_i^A}^2 + \alpha^2 {\sigma_i^B}^2} \right),$$

where f_i and σ_i are the fluxes and errors in filter i, N is the total number of filters, and α is the minimization factor rescaling both spectral energy distributions (SEDs). As shown by Mahler et al. (in preparation) this statistic quantifies the probability of two images originating from the same source.

Flux measurements were derived from isophotal magnitudes measured with SExtractor (Bertin & Arnouts 1996), and the fluxes of oversegmented multiple images were combined into a total flux per multiple image. The corresponding magnitudes are presented in Table 4. Combining all HFF filters, we find acceptable values for χ^2 (∼1–3) for almost all images, with slightly high values typically being observed for sources whose photometry is compromised by bright nearby sources.

A notable exception is image 3.3, already found in the pre-HFF images, which features a very high χ^2 value (56), although it seems to be the most plausible counterimage of system 3 based on predictions of both its position and morphology derived from a lensing model constrained with 3.1 and 3.2 only. Fig. 3 shows the three images of system #3 in composite *HST* ACS/WFC3 colour images (top panel), as well as the predicted images (monochrome), simulated based on the morphology of image 3.1. The predicted location and morphology of images 3.2 and 3.3 closely match those of the real data; however, the colour of image 3.3 is significantly reddened compared to images 3.1 and 3.2, thus producing the aforementioned large χ^2 value. Removing the differential amplification between images 3.1 and 3.3, we find the magnitude differences in all filters to follow a typical reddening curve (Fig. 4), which can be easily modelled by a Milky Way (MW; Allen 1976) or Small Magellanic Cloud (SMC; Prevot et al. 1984; Bouchet et al. 1985) extinction curve, with typical values of $A_V = 0.51$ (MW) or 0.47 (SMC), if we assume that the extinction occurs in the cluster at $z = 0.54$. Dust extinction has been previously reported in the outskirts of clusters (e.g. Chelouche, Koester & Bowen 2007). Alternatively, we cannot rule out dust extinction by an intervening galaxy in the foreground or background of the cluster. For instance, the background spiral to the lower right of image 3.3 (Fig. 3) is a good candidate. We derive a photometric redshift $z = 1.4$ and a best-fitting extinction $A_V = 1.0$ from the public CLASH photometric catalogues (Postman et al. 2012)[4] using the HYPERZ photometric redshift software (Bolzonella, Miralles & Pelló 2000). Image 3.3 is located 12 kpc from the centre of this galaxy in the source plane at $z = 1.4$; at such a high impact parameter the lower extinction in image 3.3 can thus be expected.

3.2 Redshift constraints

The spectroscopic observations described in Section 2 allowed us to confirm newly identified multiple-image systems, as well as to correct earlier spectroscopic redshifts measurements. Compared to Smith et al. (2009), we revise the spectroscopic redshift of system #3 to $z = 3.128$, based on the deeper GMOS data that clearly show Lyman α in emission as well as an associated spectral Lyman α break in the continuum (Fig. 5). The revised redshift of system #3 is also confirmed with MUSE for images 3.1 and 3.2. We also measure secure GMOS spectroscopic redshifts for system #4, $z = 2.95$, for system #5, $z = 2.79$, and system #9, $z = 0.981$, from strong Lyman α and [O II] emission lines, respectively. MUSE observations add to these findings by revealing extended emission around image 4.1, producing a Lyman α Einstein ring around the very close cluster member (Fig. 6). MUSE observations also confirm the redshift of the HFF multiple-image system #22 as $z = 3.216$, again from strong Lyman α emission. Finally, we slightly revise the redshift of the system #1, the face-on spiral, to $z = 1.4888$, based on the total

[4] https://archive.stsci.edu/missions/hlsp/clash/macs1149/catalogs/hst/

Table 4. Multiply imaged systems considered in this work.

ID	RA	Dec.	z	m_{F814W}	μ
1.1[a]	177.397	22.396007	1.4888	22.46 ± 0.01	3.7 ± 0.1
1.2[a]	177.39941	22.397438	1.4888	23.39 ± 0.01	4.1 ± 0.1
1.3[a]	177.40341	22.402426	1.4888	22.73 ± 0.01	9.7 ± 0.3
2.1	177.40243	22.389739	1.894	26.46 ± 0.02	4.6 ± 0.1
2.2	177.40607	22.392484	1.894	24.4 ± 0.01	>20
2.3	177.40657	22.392881	1.894	24.49 ± 0.01	18.5 ± 1.6
3.1	177.39076	22.39984	3.128	23.36 ± 0.0	10.5 ± 0.4
3.2	177.39272	22.403074	3.128	22.77 ± 0.0	10.3 ± 0.4
3.3	177.40129	22.407182	3.128	24.01 ± 0.01	4.3 ± 0.1
4.1	177.39301	22.396826	2.95	25.41 ± 0.01	–
4.2	177.3944	22.400729	2.95	–	7.4 ± 0.2
4.3	177.40419	22.40612	2.95	25.96 ± 0.03	3.4 ± 0.1
5.1	177.39976	22.393062	2.79	25.15 ± 0.01	15.5 ± 0.7
5.2	177.40111	22.393824	2.79	25.01 ± 0.01	12.0 ± 0.5
5.3	177.40794	22.403538	2.79	26.12 ± 0.02	4.3 ± 0.1
6.1	177.39972	22.392545	2.66 ± 0.02	26.37 ± 0.03	9.0 ± 0.3
6.2	177.40181	22.393858	–	26.4 ± 0.02	8.1 ± 0.3
6.3	177.40804	22.402505	–	27.41 ± 0.06	4.7 ± 0.1
7.1	177.39895	22.391332	2.79 ± 0.02	25.87 ± 0.02	4.5 ± 0.1
7.2	177.40339	22.394269	–	26.16 ± 0.02	4.6 ± 0.1
7.3	177.40759	22.401243	–	26.3 ± 0.03	4.2 ± 0.1
8.1	177.39849	22.394351	2.81 ±0.02	26.12 ± 0.02	>20
8.2	177.39978	22.395055	–	24.7 ± 0.04	15.1 ± 0.6
8.3	177.40709	22.40472	–	26.03 ± 0.02	3.2 ± 0.1
9.1	177.40515	22.426221	0.981	24.81 ± 0.01	1.7 ± 0.1
9.2	177.40387	22.427217	0.981	24.57 ± 0.01	4.9 ± 1.3
9.3	177.40323	22.427221	0.981	24.14 ± 0.0	2.9 ± 0.3
9.4	177.40365	22.426408	0.981	25.11 ± 0.01	3.4 ± 0.3
10.1	177.40447	22.425508	1.34 ± 0.01	25.99 ± 0.01	3.0 ± 0.2
10.2	177.40362	22.425629	–	26.09 ± 0.01	2.2 ± 0.1
10.3	177.4022	22.426611	–	26.5 ± 0.02	1.8 ± 0.1
13.1	177.4037	22.397787	1.28 ± 0.01	25.87 ± 0.03	>20
13.2	177.40282	22.396656	–	26.14 ± 0.02	11.9 ± 0.6
13.3	177.40003	22.393857	–	25.78 ± 0.02	5.3 ± 0.1
14.1	177.39166	22.403504	3.50 ± 0.06	27.06 ± 0.03	13.4 ± 0.7
14.2	177.39084	22.402624	–	27.13 ± 0.03	>20
15.1	177.40922	22.387695	3.58 ± 0.08	26.57 ± 0.03	7.5 ± 0.9
15.2	177.41034	22.388745	–	25.86 ± 0.02	>20
15.3	177.40624	22.385349	–	27.19 ± 0.04	3.8 ± 0.1
16.1	177.40971	22.387662	2.65 ± 1.45	27.19 ± 0.04	>20
16.2	177.40989	22.387828	–	27.34 ± 0.04	>20
17.1	177.40994	22.387232	6.28 ± 0.17	28.02 ± 0.06	5.5 ± 0.4
17.2	177.41124	22.388457	–	28.14 ± 0.07	15.2 ± 1.1
17.3	177.40658	22.384483	–	28.46 ± 0.08	3.6 ± 0.1
18.1	177.40959	22.38666	7.76 ± 0.16	28.51 ± 0.23	3.4 ± 0.2
18.2	177.41208	22.389057	–	–	8.3 ± 0.3
18.3	177.40669	22.384319	–	–	3.6 ± 0.1
21.1	177.39284	22.41287	2.48 ± 0.04	26.38 ± 0.02	>20
21.2	177.39353	22.413083	–	22.52 ± 0.06	>20
21.3	177.39504	22.412686	–	27.5 ± 0.04	14.6 ± 1.1
22.1	177.40402	22.3929	3.216	27.86 ± 0.05	5.0 ± 0.2
22.2	177.40906	22.400233	3.216	27.85 ± 0.05	3.9 ± 0.1
22.3	177.40016	22.39015	3.216	27.57 ± 0.05	4.1 ± 0.1
26.1	177.40475	22.425978	1.49 ± 0.03	26.87 ± 0.03	3.5 ± 0.4
26.2	177.40361	22.426078	–	26.44 ± 0.03	4.0 ± 0.5
26.3	177.40274	22.426936	–	26.7 ± 0.02	2.5 ± 0.1
29.1	177.40799	22.389056	2.76 ± 0.05	27.99 ± 0.07	10.7 ± 2.0
29.2	177.40907	22.390406	–	27.55 ± 0.04	9.2 ± 0.4
29.3	177.40451	22.386702	–	28.56 ± 0.08	4.0 ± 0.1
31.1	177.40215	22.396747	2.78 ± 0.03	26.86 ± 0.03	2.3 ± 0.1
31.2	177.39529	22.391833	–	26.2 ± 0.02	3.2 ± 0.1
31.3	177.40562	22.402439	–	26.1 ± 0.02	4.2 ± 0.1
34.1	177.4082	22.388116	3.42 ± 0.08	27.28 ± 0.04	4.3 ± 0.5
34.2	177.41037	22.390621	–	27.35 ± 0.05	6.7 ± 0.2

Table 4 *– continued*

ID	RA	Dec.	z	m_{F814W}	μ
34.3	177.40518	22.386031	–	27.66 ± 0.06	4.0 ± 0.1
1002.2[b]	177.39701	22.396	1.4888	–	–
1002.3[b]	177.39943	22.397424	1.4888	–	–
1002.1[b]	177.40343	22.402419	1.4888	–	–
1003.2[b]	177.39815	22.396344	1.4888	–	–
1003.3[b]	177.39927	22.39683	1.4888	–	–
1003.1[b]	177.40384	22.402564	1.4888	–	–
1004.2[b]	177.39745	22.396397	1.4888	–	–
1004.3[b]	177.39916	22.397214	1.4888	–	–
1004.1[b]	177.40359	22.402653	1.4888	–	–
1006.2[b]	177.39712	22.396717	1.4888	–	–
1006.3[b]	177.39812	22.398247	1.4888	–	–
1006.4[b]	177.39878	22.397625	1.4888	–	–
1006.1[b]	177.40338	22.402867	1.4888	–	–
1007.2[b]	177.39697	22.396636	1.4888	–	–
1007.3[b]	177.39782	22.398464	1.4888	–	–
1007.4[b]	177.39882	22.397711	1.4888	–	–
1007.1[b]	177.40329	22.402831	1.4888	–	–
1008.2[b]	177.39698	22.396553	1.4888	–	–
1008.3[b]	177.39793	22.398418	1.4888	–	–
1008.4[b]	177.39889	22.397639	1.4888	–	–
1008.1[b]	177.40331	22.402786	1.4888	–	–
1009.2[b]	177.397	22.396444	1.4888	–	–
1009.1[b]	177.399	22.397625	1.4888	–	–
1010.2[b]	177.39694	22.396394	1.4888	–	–
1010.1[b]	177.39904	22.397611	1.4888	–	–
1011.2[b]	177.39701	22.396197	1.4888	–	–
1011.3[b]	177.39922	22.397472	1.4888	–	–
1011.1[b]	177.40337	22.402556	1.4888	–	–
1015.2[b]	177.39672	22.395372	1.4888	–	–
1015.3[b]	177.39975	22.397489	1.4888	–	–
1015.4[b]	177.40012	22.397203	1.4888	–	–
1015.1[b]	177.40325	22.402008	1.4888	–	–
1016.2[b]	177.39688	22.396211	1.4888	–	–
1016.3[b]	177.39918	22.397589	1.4888	–	–
1016.1[b]	177.40327	22.402581	1.4888	–	–
1018.2[b]	177.39723	22.396208	1.4888	–	–
1018.3[b]	177.39933	22.397303	1.4888	–	–
1018.1[b]	177.40354	22.402533	1.4888	–	–
1019.2[b]	177.39661	22.396308	1.4888	–	–
1019.3[b]	177.39777	22.398783	1.4888	–	–
1019.4[b]	177.39867	22.398219	1.4888	–	–
1019.5[b]	177.39899	22.397869	1.4888	–	–
1019.1[b]	177.40303	22.402681	1.4888	–	–
1020.2[b]	177.39708	22.395722	1.4888	–	–
1020.1[b]	177.40353	22.402236	1.4888	–	–
1021.2[b]	177.39689	22.395761	1.4888	–	–
1021.3[b]	177.39954	22.397483	1.4888	–	–
1021.4[b]	177.39996	22.397094	1.4888	–	–
1021.1[b]	177.40336	22.402289	1.4888	–	–
1022.2[b]	177.39717	22.396508	1.4888	–	–
1022.3[b]	177.39895	22.397503	1.4888	–	–
1022.1[b]	177.40342	22.402764	1.4888	–	–
1024.2[b]	177.39809	22.395853	1.4888	–	–
1024.3[b]	177.39993	22.396714	1.4888	–	–
1024.1[b]	177.40379	22.402193	1.4888	–	–
1026.2[b]	177.39798	22.396011	1.4888	–	–
1026.3[b]	177.39981	22.39676	1.4888	–	–
1026.1[b]	177.40379	22.402317	1.4888	–	–
1050.2[b]	177.39746	22.395653	1.4888	–	–
1050.3[b]	177.39761	22.395778	1.4888	–	–
1050.4[b]	177.39775	22.395217	1.4888	–	–
1050.5[b]	177.39818	22.395681	1.4888	–	–
1050.6[b]	177.40006	22.396691	1.4888	–	–

Table 4 – *continued*

ID	RA	Dec.	z	m_{F814W}	μ
1050.1[b]	177.40376	22.402033	1.4888	–	–
1052.2[b]	177.3973	22.395383	1.4888	–	–
1052.3[b]	177.39792	22.395725	1.4888	–	–
1052.4[b]	177.39803	22.395239	1.4888	–	–
1052.5[b]	177.39817	22.395478	1.4888	–	–
1052.6[b]	177.40016	22.396758	1.4888	–	–
1052.1[b]	177.4037	22.401947	1.4888	–	–
1192.2[b]	177.39664	22.396236	1.4888	–	–
1192.3[b]	177.39796	22.398689	1.4888	–	–
1192.4[b]	177.39904	22.397833	1.4888	–	–
1192.1[b]	177.40305	22.402631	1.4888	–	–
1211.2[b]	177.39699	22.395628	1.4888	–	–
1211.1[b]	177.40346	22.402172	1.4888	–	–
1222.2[b]	177.39698	22.396081	1.4888	–	–
1222.1[b]	177.4034	22.402461	1.4888	–	–

Notes. We include the predicted magnification given by our model. Some of the magnitudes are not quoted because we were facing deblending issues that did not allow us to get reliable measurements. The flux magnification factors come from our best-fitting mass model, with errors derived from MCMC sampling.
[a]Thanks to the VLT/MUSE data, we were able to revise spectroscopic redshift of system #1, from $z = 1.491$, as in Smith et al. (2009), to $z = 1.4888$.
[b]Indicate the different components of system #1 we have used for our model, following the decomposition presented in Rau et al. (2014).

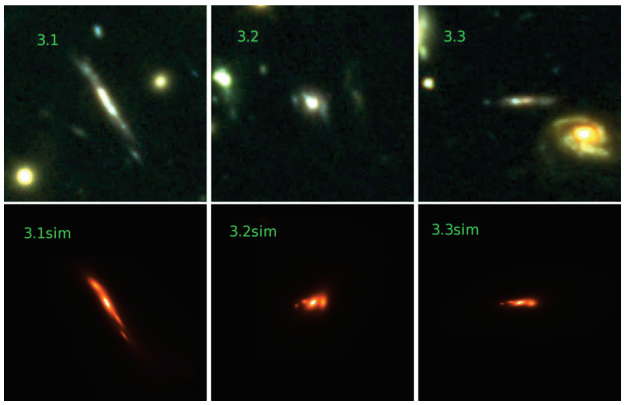

Figure 3. Top panels: *HST* ACS/WFC3 colour images of system 3 (*F814W*, *F105W*, and *F160W* filters as RGB). Bottom panels: predicted images from a source matching the morphology of image 3.1.

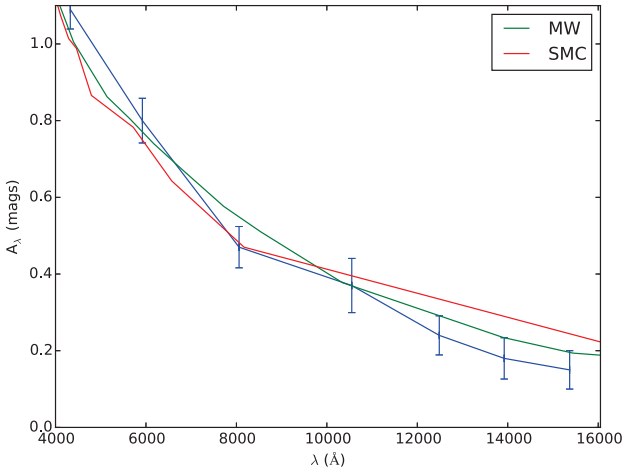

Figure 4. Extinction estimated from a comparison of image 3.3 and image 3.1, and models assuming a MW or SMC extinction law, with attenuations $A_V = 0.51$ and 0.47, respectively.

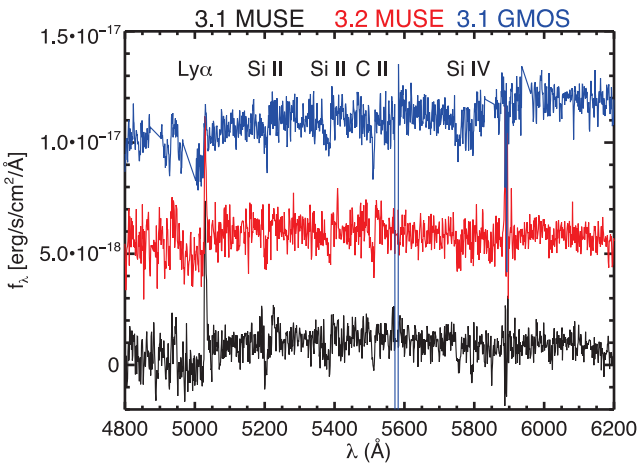

Figure 5. Example of extracted GMOS and MUSE spectra for system 3, confirming a redshift $z = 3.128$ from Lyman α in emission, spectral break, and UV absorption lines. Individual spectra are offset vertically for clarity.

integral field unit (IFU) spectrum of this object (see also Yuan et al. 2011).

In addition to measuring the redshifts of known multiple-image systems, we used the spectroscopic redshifts measured from GMOS and MUSE data also to investigate the possible multiplicity of other background sources (see second part of Table 2). All of these are predicted by our best mass model (Section 4) to be single images, including a small group of 11 galaxies at $0.95 < z < 1.3$ within the MUSE field of view (Fig. 2 and Table 2). This test allowed us to reject potential new multiple images and to confirm the validity of our strong-lensing analysis.

Table 4 lists the coordinates, redshifts (spectroscopic or predicted by our model), *F814W*-band magnitudes, and magnifications predicted by our best-fitting model, for all multiple images used in this work. Magnitudes were measured using SExtractor (Bertin & Arnouts 1996).

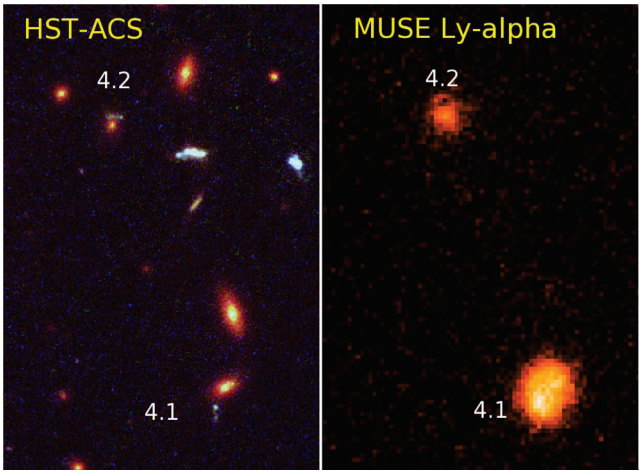

Figure 6. Close-up view of system #4. The left-hand panel highlights images 4.1 and 4.2 in the *HST*/ACS image. The right-hand panel shows the Lyman α emission in the same area as observed with MUSE.

4 STRONG-LENSING MASS MODEL

4.1 Methodology

Since our method to create the MACS J1149 mass model closely follows the one used by Jauzac et al. (2014, 2015), we here only give a brief summary and refer the reader to Kneib et al. (1996), Smith et al. (2005), Verdugo et al. (2011), and Richard et al. (2011b) for more details. Our mass model combines large-scale dark matter haloes to model the cluster-scale mass components and galaxy-scale haloes to model individual cluster members, typically large elliptical galaxies or galaxies that affect strong-lensing features due to their proximity to multiple images. As in our previous work, all mass components are modelled as Pseudo Isothermal Elliptical Mass Distribution (PIEMD; Limousin, Kneib & Natarajan 2005; Jauzac et al. 2014, 2015), characterized by a velocity dispersion σ, a core radius $r_{\rm core}$, and a cut radius $r_{\rm cut}$. In this parametric approach, haloes are not allowed to contain zero mass, and hence the relative probability of different models meeting the observational constraints is quantified by the χ^2 and rms statistics.

For the PIEMD models added to parametrize cluster members (mass perturbers) we fix the PIEMD parameters (centre, ellipticity, and position angle) at the values measured from the cluster light distribution (see e.g. Kneib et al. 1996; Limousin et al. 2007; Richard et al. 2011a) and assume empirical scaling relations to relate the dynamical PIEMD parameters (velocity dispersion and cut radius) to the galaxies' observed luminosity (Richard et al. 2014). For an L^* galaxy, we optimize the velocity dispersion between 100 and 250 km s^{-1} and force the cut radius to less than 70 kpc to account for tidal stripping of galactic dark matter haloes (Limousin et al. 2007, 2009; Natarajan et al. 2009; Wetzel & White 2010).

Finally, one more parameter that is fixed, but plays an important role in the χ^2 computation, is the positional uncertainty of the multiple images. Indeed, it will affect the derivation of errors, i.e. a smaller positional uncertainty will generally result in a smaller statistical uncertainty, thus leading to an underestimation of the statistical error budget.

With HFF-like data, the average astrometric precision of the image position is of the order of 0.05 arcsec. However, parametric cluster lens models often fail to reproduce or predict image positions to this precision, yielding instead typical image plane rms values between 0.2 arcsec and a few arcseconds. In this work, we use a positional uncertainty of 0.5 arcsec.

4.2 Results

Our mass model includes five cluster-scale haloes, referred to as #1, #2, #3, #4, and #5 in Table 5. An additional cluster-scale halo, south-east of the BCG, was requested by the model compare to the pre-HFF mass model presented in Richard et al. (2014). Indeed, its necessity was confirmed by both a smaller rms value and a better reduced χ^2 compare to a four cluster-scale haloes mass model. During the optimization process, the position of these large-scale haloes is allowed to vary within 20 arcsec of the associated light peak. In addition, we limit the ellipticity, defined as $e = (a^2 + b^2)/(a^2 - b^2)$, to values below 0.7, while the core radius and the velocity dispersion are allowed to vary between 1 and 35 arcsec, and 100 and 2000 km s^{-1}, respectively. The cut radius, by contrast, is fixed at 1000 kpc, since strong-lensing data alone do not probe the mass distribution on such large scales. In addition to these five cluster-scale dark matter haloes, we include galaxy-scale perturbations induced by 216 probable cluster members (Richard et al. 2014) by assigning a galaxy-scale halo to each of them. Finally, we add two galaxy-scale haloes to model the BCG of the cluster (clump #6 in Table 5), as well as the cluster member lensing SN Refsdal (clump #7 in Table 5). Using the set of the most securely

Table 5. PIEMD parameters inferred for the five dark matter clumps considered in the optimization procedure. Clumps #6 and #7 are galaxy-scale haloes that were modelled separately from scaling relations, to respectively model the BCG of the cluster as well as the cluster member responsible for the four multiple images of SN Refsdal. Coordinates are given in arcseconds with respect to $\alpha = 177.3987300, \delta = 22.3985290$. The ellipticity e is the one of the mass distribution, in units of $(a^2 + b^2)/(a^2 - b^2)$. The position angle θ is given in degrees and is defined as the direction of the semimajor axis of the iso-potential, counted counterclockwise from the horizontal axis (being the RA axis). Error bars correspond to the 1σ confidence level. Parameters in brackets are not optimized. Concerning the scaling relations, the reference magnitude is $\mathrm{mag}_{F814W} = 20.65$.

Clump	Δx	Δy	e	θ	$r_{\rm core}$ (kpc)	$r_{\rm cut}$ (kpc)	σ (km s^{-1})
#1	$-1.95^{+0.10}_{-0.19}$	$0.17^{+0.15}_{-0.22}$	0.58 ± 0.01	$30.58^{+0.35}_{-0.51}$	$112.9^{+3.6}_{-2.1}$	[1000]	1015^{+7}_{-6}
#2	$-28.02^{+0.26}_{-0.17}$	$-36.02^{+0.27}_{-0.21}$	0.70 ± 0.02	$39.02^{+2.23}_{-1.69}$	$16.5^{+2.7}_{-3.9}$	[1000]	331^{+13}_{-9}
#3	$-48.65^{+0.13}_{-0.49}$	$-51.35^{+0.30}_{-0.22}$	0.35 ± 0.02	$126.48^{+7.11}_{-4.42}$	$64.2^{+6.8}_{-9.6}$	[1000]	286^{+24}_{-16}
#4	$17.62^{+0.28}_{-0.18}$	$46.90^{+0.36}_{-0.28}$	0.15 ± 0.02	$54.66^{+3.51}_{-4.83}$	$110.5^{+1.2}_{-2.1}$	[1000]	688^{+9}_{-17}
#5	$-17.22^{+0.17}_{-0.18}$	$101.85^{+0.08}_{-0.07}$	0.44 ± 0.05	$62.29^{+5.14}_{-4.61}$	$2.1^{+0.5}_{-0.1}$	[1000]	263^{+8}_{-7}
#6	[0.0]	[0.0]	[0.2]	[34.0]	$3.95^{+0.57}_{-0.89}$	$92.08^{+6.50}_{-7.91}$	284 ± 8
#7	[3.16]	[−11.10]	0.22 ± 0.02	$103.56^{+7.09}_{-7.95}$	[0.15]	$43.17^{+1.34}_{-1.02}$	152^{+2}_{-1}
L^* elliptical galaxy	–	–	–	–	[0.15]	$52.48^{+2.17}_{-0.89}$	148^{+2}_{-3}

identified multiply imaged galaxies described in Section 3 and shown in Fig. 1, we optimize the free parameters of this mass model using the publicly available LENSTOOL software.[5]

The best-fitting model optimized in the image plane predicts image positions that agree with the observed positions to within an rms of 0.91 arcsec, a value that is slightly higher than the one published in Richard et al. (2014). This increase is in part caused by the high individual χ^2 value of image 3.3 ($\chi^2 = 13$), which we nonetheless consider a robust identification (see discussion in Section 3).

The parameters describing our best-fitting mass model are listed in Table 5. Although allowed to vary within 20 arcsec of their associated light peak, the final positions of the five cluster-scale haloes predicted by the model coincide much more closely with the light peaks. In order to integrate the mass map within annuli, we choose the location of the overall BCG, i.e. $\alpha = 177.3987300, \delta = 22.3985290$, as the cluster centre. The two-dimensional (cylindrical) mass within 80 arcsec is then $M(R < 500\ \mathrm{kpc}) = (6.29 \pm 0.03) \times 10^{14}\ \mathrm{M}_{\odot}$, slightly lower than the previous result by Smith et al. (2009) of $M(R < 500\ \mathrm{kpc}) = (6.7 \pm 0.4) \times 10^{14}\ \mathrm{M}_{\odot}$, but within their error bars. The mass of $(1.71 \pm 0.20) \times 10^{14}\ \mathrm{M}_{\odot}$ within a 30 arcsec (∼200 kpc) aperture reported by Zitrin et al. (2011) agrees with the value from our new mass model of $M(R < 200\ \mathrm{kpc}) = (1.840 \pm 0.006) \times 10^{14}\ \mathrm{M}_{\odot}$.

5 DISCUSSION

5.1 The lensing power of MACS J1149

The small number of 22 multiple-imaged systems identified in MACS J1149 from HFF data is surprising, compared to the 34 and 51 systems found in equally deep *HST* images of the first two HFF clusters, Abell 2744 and MACS J0416. Because of this discrepancy, we carefully examined the MUSE data for several sources at $z \sim 1$ within the central arcmin^2 of the cluster core, but confirmed all of them to be single images, as predicted.

In an attempt to find the root cause of the relatively modest lensing power of MACS J1149, we compute the surface area in the image plane within which we expect multiple images (Fig. 7). For all six Frontier Field clusters we find this area to increase with source redshift, starting at an average value of ∼1 arcmin^2 at $z = 1$ and reaching values around 2.5 arcmin^2 at $z = 7$, although with large cluster-to-cluster differences.

Whereas the overall shape of these curves is very similar for four of the six HFF clusters, to the extent that they are essentially scaled versions of each other, two systems exhibit a different trend with redshift. For both MACS J1149 and MACS J0717, the curves in Fig. 7 start at a very small surface area at $z = 1$ (∼0.1 arcmin^2) but then rise much more steeply than those of the remaining HFF targets. Part of this effect is due to their being at higher redshift ($z = 0.55$), causing their corresponding critical surface mass density to decrease more rapidly with increasing source redshift. We argue that the trend is also rooted in both of these clusters sharing a similar morphology or, more generally, in the fact that extremely disturbed clusters (both MACS J0717 and MACS J1149 consist of more than three subclusters) are at a disadvantage for lensing background sources at low redshift, owing to disjoint critical lines, but gain on less complex systems at higher source redshifts at which the critical lines for strong lensing join. Being the much more massive

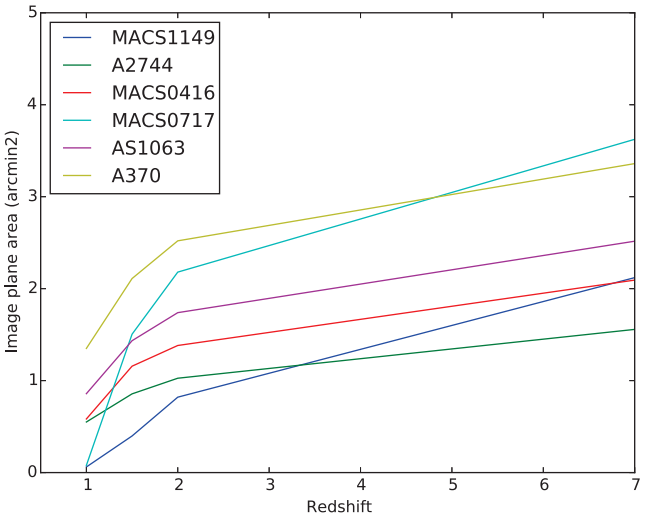

Figure 7. Evolution of the surface area in the image plane within which multiple images are observed, as a function of the source redshift. Compared to the five other Frontier Fields clusters, MACS J1149 features a much smaller multiple-image region at low redshifts.

system, MACS J0717 features a larger image plane area throughout though, thereby 'catching up' much faster than the less massive MACS J1149.

In conclusion, we trace the small number of multiple images in MACS J1149 to the system's complex and extended morphology which leads to the smallest area for multiple imaging of sources at redshifts $z < 3$ among all HFF target clusters. Following the same argument, we expect the two final HFF targets, Abell 370 and AS 1063, to produce much larger number of multiple images when they are observed with *HST* in the coming months.

5.2 SN Refsdal

5.2.1 Different studies of SN Refsdal

Since the discovery of SN Refsdal, three new pre-HFF strong-lensing analyses have attempted to precisely compute the time delays between the multiple images of the SN (Diego et al. 2016; Oguri 2015; Sharon & Johnson 2015), using both parametric and free-form approaches. While this paper was under review, three additional strong-lensing groups have presented predictions using HFF, VLT, and Keck data (Grillo et al. 2015; Kawamata et al. 2015; Treu et al. 2015).[6] All the models predict six multiple images of SN Refsdal in total: one in each of the three multiple images of the face-on spiral (1.1, 1.2. 1.3), with the one in image 1.1 quadruply imaged by a cluster member, resulting in four separate components named S1, S2, S3, and S4, as shown in Fig. 8.

Sharon & Jonhson (2015), Diego et al. (2016) and Oguri (2015). Using LENSTOOL, Sharon & Johnson (2015) investigated different models and found the order of appearance for the four images within image 1.1 to be S3–S1–S2–S4. As for the remaining two images of SN Refsdal, Sharon & Johnson (2015) claim that the first one, SY, appeared in image 1.3 ∼12 yr ago, while the sixth image, SX, is predicted to appear in image 1.2 in 2015 September.

[5] http://projects.lam.fr/repos/lenstool/wiki

[6] Another recent analysis focuses on the environment provided the host of SN Refsdal (Karman et al. 2015), a subject that is outside the scope of our paper.

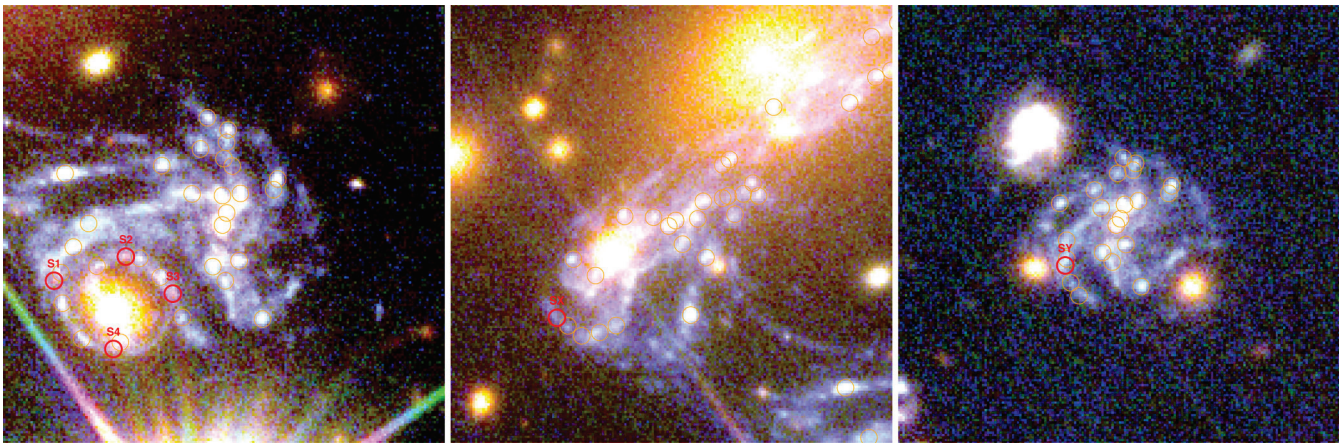

Figure 8. Zoom on system #1, with orange circles highlighting the 24 components of the spiral used for our mass model. Left-hand panel: image 1.1 with the Einstein cross formed by images S1, S2, S3, and S4 of SN Refsdal. Middle panel: image 1.2 with the predicted location of SN Refsdal in red, SX, predicted to appear ∼1.8 yr after S1, i.e. in 2016 January. Right-hand panel: image 1.3 with the predicted position of SN Refsdal, SY, where it would have been visible ∼11.5 yr ago following the predictions from our model.

Table 6. Time delays obtained for each image of SN Refsdal, given in days. The first part of the table gives the coordinates of the SN images used in this analysis, with the ones for SX and SY predicted by our best-fitting mass model. We also quote the magnification predicted by our best-fitting mass model, μ. The second part of the table presents the time delays we measured with our analysis, following the two different methods presented in Section 5, $\Delta t_{\rm CATS}$ and $\Delta t_{\rm CATS\text{-}src}$. We then give the results obtained by pre-HFF analysis in the third portion of the table: Sharon & Johnson (2015), $\Delta t_{\rm Sharon+15}$, Oguri (2015), $\Delta t_{\rm Oguri+15}$, and Diego et al. (2016), $\Delta t_{\rm Diego+15}$. And finally the fourth and final section of the table lists the results obtained with the most recent HFF analysis presented by Treu et al. (2015): Diego's model, $\Delta t_{\rm Die\text{-}a}$, Grillo et al. (2015) model, $\Delta t_{\rm Gri\text{-}g}$, Kawamata et al. (2015) models, $\Delta t_{\rm Ogu\text{-}g}$ and $\Delta t_{\rm Ogu\text{-}a}$, Sharon's models, $\Delta t_{\rm Sha\text{-}g}$ and $\Delta t_{\rm Sha\text{-}a}$, and Zitrin's model, $\Delta t_{\rm Zit\text{-}g}$. for comparison with our analysis, $\Delta t_{\rm CATS}$ and $\Delta t_{\rm CATS\text{-}src}$.

Component	S1	S2	S3	S4	SX	SY
RA	177.39823	177.9771	177.39737	177.39780	177.40024	177.4038
Dec.	22.395628	22.395789	22.395542	22.395172	22.396811	22.402149
μ	22.4 ± 2.0	18.9 ± 2.3	19.7 ± 1.7	9.2 ± 0.8	4.3 ± 0.1	3.6 ± 0.1
$\Delta t_{\rm CATS}$	0.0	90 ± 17	30 ± 35	−60 ± 41	449 ± 45	−4654 ± 358
$\Delta t_{\rm CATS\text{-}src}$	0.0	−0.8 ± 1.6	8.1 ± 1.6	0.2 ± 0.4	361 ± 42	−5332 ± 357
$\Delta t_{\rm Sharon+15}$	0.0	2.0	−5.0	7.0	237^{+37}_{-50}	-4251^{+369}_{-373}
$\Delta t_{\rm Oguri+15}$	0.0	9.2	5.2	22.5	357.1	−6193.5
$\Delta t_{\rm Diego+15}$	–	–	–	–	376 ± 25	−3325 ± 763
$\Delta t_{\rm Die\text{-}a}$	0.0	−17 ± 19	−4.0 ± 27	74 ± 43	262 ± 55	−4521 ± 524
$\Delta t_{\rm Gri\text{-}g}$	0.0	$10.6^{+6.2}_{-3.0}$	$4.8^{+3.2}_{-1.8}$	$25.9^{+8.1}_{-4.3}$	361^{+19}_{-27}	-6183^{+160}_{-145}
$\Delta t_{\rm Ogu\text{-}g}$	0.0	8.7 ± 0.7	5.1 ± 0.5	18.8 ± 1.7	311 ± 24	−5982 ± 287
$\Delta t_{\rm Ogu\text{-}a}$	0.0	9.4 ± 1.1	5.6 ± 0.5	20.9 ± 2.0	336 ± 21	−6239 ± 224
$\Delta t_{\rm Sha\text{-}g}$	0.0	6^{+6}_{-5}	-1^{+7}_{-5}	12^{+3}_{-3}	277^{+11}_{-21}	-5016^{+281}_{-15}
$\Delta t_{\rm Sha\text{-}a}$	0.0	8^{+7}_{-5}	5^{+10}_{-7}	17^{+6}_{-5}	233^{+46}_{-13}	-4860^{+126}_{-305}
$\Delta t_{\rm Zit\text{-}g}$	0.0	−161 ± 97	−149 ± 113	82 ± 51	224 ± 262	−7665 ± 730

By contrast, Oguri (2015), using the public code GLAFIC (Oguri 2010), arrives at a different order of appearance of the SN within image 1.1, namely S1–S3–S2–S4 (see Table 6), claims that SY appeared ∼17 yr ago, and predicts that SX is to appear in 2015 November. Finally, Diego et al. (2016), using a free-form mass modelling technique, WSLAP+ (Diego et al. 2005, 2007; Sendra et al. 2014), do not address the order of appearance of images S1, S2, S3, and S4, but conclude that SY appeared ∼9 yr ago and predict SX to appear between 2015 November and 2016 January.

Treu et al. (2015), Kawamata et al. (2015) and Grillo et al. (2015). More recently, Treu et al. (2015) presented predictions based on seven different mass models. These new measurements were made using HFF mass models, and taking advantage of new spectroscopy coming from *HST* with GLASS data (PI: Treu), as well as the complete MUSE DDT program 294.A-5032(A) (PI: Grillo; for our model we only had access to 4 h of the data as detailed in Section 2). The teams involved in this analysis (Sharon, Zitrin, Diego, Grillo, and Oguri) identified independently new multiple image systems and then voted to select the most secured identifications following the same criteria as presented in Wang et al. (2015). While our two analyses were done separately, we find a good agreement in terms of new multiple-image systems: system #22, system #29, system #21, system #15, system #16, system #31, system #17, system #18, and system #34 correspond, respectively, to system #110, system #21, system #24, system #26, system #27, system #28, system #203, system #204, and system #205 in Treu et al. (2015). There is no clear

discrepancy between our spectroscopic measurements and the ones presented in Treu et al. (2015) and Grillo et al. (2015). However, looking at the cluster members, Treu et al. (2015) present 170 spectroscopic identifications while we only identify 57 (see Section 2). Grillo et al. (2015) independently presented their strong-lensing mass model, as well as the complete data set they obtained with the MUSE program 294.A-5032(A). Kawamata et al. (2015) also presented the Oguri's models in their paper. The results did not change from the ones presented in Treu et al. (2015).

The five teams involved in the Treu et al. (2015) SN Refsdal analysis predicted time delays for images S1, S2, S3, and S4, with different order of appearance and occurring within 12 and up to 240 d, depending on the model. The appearance of SX at peak brightness is predicted during the first half of 2016, while SY would have appeared between 1994 and 2004. However, magnification estimates from the different models suggest that it would have been too faint to be observable from archival data.

We refer the reader to Table 6 for the exact values of the time delays predicted by these eight different measurements, as well as the ones found by our analysis. For consistency, we use in all cases S1 as our reference and adopt the established naming convention (SX and SY) for the two other images of SN Refsdal in image 1.2 and 1.3, respectively. We note that some of the teams in Treu et al. (2015) had two sets of predictions, as they run different mass models using two different sets of multiple images ('gold', the most secured ones, and 'all', for the gold images plus a subset of less secured identifications). In Table 6 we keep the same notation as in Treu et al. (2015) to limit confusion.

5.2.2 *Predictions for S1, S2, S3, and S4*

Our modelling efforts do not use time delays as constraints but, as explained in Section 3, we include the position of the observed four images of SN Refsdal, as well as an independent PIEMD to model the cluster member responsible for the lensing of the spiral arm of image 1.1, and hence for the formation of the Einstein cross images. The delays between the appearance of the four images S1–S4 depend on the slope of the mass profile at the location of the lensing galaxy. The current uncertainties in the delays computed by various teams are caused by the fact that this slope can ultimately only be constrained by the highly unlikely detection of the central, fifth image of the SN, which is demagnified by the galaxy lens.

The arrival-time surface for a light ray emitted by a source, at the location $\boldsymbol{\beta}$, traversing the cluster at the location $\boldsymbol{\theta}$, is written as (e.g. Schneider 1985)

$$\tau(\boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{\beta}) = \frac{1+z_{\rm cl}}{c}\frac{D_{\rm OL}D_{\rm OS}}{D_{\rm LS}}\left[\frac{1}{2}(\boldsymbol{\theta}-\boldsymbol{\beta})^2 - \phi(\boldsymbol{\theta})\right], \quad (1)$$

where $\boldsymbol{\theta}$ and $\boldsymbol{\beta}$ are the image and the source plane positions, respectively, $z_{\rm cl}$ is the redshift of the cluster, $D_{\rm OL}$, $D_{\rm OS}$, and $D_{\rm LS}$ are the cosmological distances between the observer and the lens, the observer and the source, and the lens and the source, respectively. Finally, $\phi(\boldsymbol{\theta})$ represents the gravitational potential of the cluster. The measurement of the time delays is thus highly sensitive to the source plane position.

LENSTOOL measures time delays following this equation. However, for the different multiple images of a system, the model will predict a slightly different position of the source.LENSTOOL time delay measurement for one system will thus be based on a slightly different source position for each image, thus giving different departure times. The entries $\Delta t_{\rm CATS}$ in Table 6 correspond to these measurements.

To overcome this issue we repeated the measurements following equation (1) but using an analytical method. Indeed, while the image positions are taken as the observed ones (or model predicted ones for SX and SY), we set $\boldsymbol{\beta}$ to the barycentre of the predicted source positions for the four SN images, in order to establish the same departure location and time in all measurements. Finally, the gravitational potential is derived using LENSTOOL, and then inserted in the equation. This 'analytical' way of measuring arrival-time surfaces (as opposed to the numerical approach taken in our previous use of LENSTOOL) has proven to be much more accurate. The entries $\Delta t_{\rm CATS\text{-}src}$ in Table 6 correspond to these measurements.

Depending on the method used to measure the time delays, our best-fitting mass model leads to an order of appearance in image 1.1 of S4–S1–S3–S2, and S2–S1–S4–S3 following either the LENSTOOL implementation or the analytical method, respectively. The LENSTOOL method predicts considerably longer delays of $\Delta t_{S2-S1} = 90 \pm 17$ d, $\Delta t_{S3-S1} = 30 \pm 35$ d, and $\Delta t_{S4-S1} = -60 \pm 41$ d, compared to $\Delta t_{S2-S1} = -0.6 \pm 1.6$ d, $\Delta t_{S3-S1} = 8.1 \pm 1.6$ d, and $\Delta t_{S4-S1} = 0.2 \pm 0.4$ d obtained with the 'analytical' version. These last measurements are much more realistic, considering the measurements obtained through the detailed study of the SN itself by Kelly et al. (2015a) (also presented in Treu et al. 2015). Our best-fitting analysis concludes that the four images appeared within ∼5 months following our first measurements, and within ∼10 d following the analytical measurements (see Table 6, $\Delta t_{\rm CATS}$ and $\Delta t_{\rm CATS\text{-}src}$, respectively). The error bars are derived while measuring the time surfaces for each Markov chain Monte Carlo (MCMC) realizations.

Most of the models (Grillo et al. 2015; Kawamata et al. 2015; Oguri 2015; Sharon & Johnson 2015; Treu et al. 2015) claim different orders of appearance for images S1–S4, which is puzzling in particular with regard to Sharon & Johnson (2015) and HFF Sharon's model presented in Treu et al. (2015) who use the same software as us, LENSTOOL.

There are important differences between their analysis and ours. The first one lies in the number of multiple images used, as Sharon & Johnson (2015) work with a pre-HFF mass model and the list of multiple images published in Johnson et al. (2014), and Treu et al. (2015) use a different set of HFF multiple images. We initially thought that an important difference between our analysis and the one by Sharon & Johnson (2015) resided in a misidentified spectroscopic redshift of $z = 2.497$ for system #3, as published in Smith et al. (2009), whereas we revised this value to $z = 3.128$ using the recent MUSE observation of this system (also confirmed by Grillo et al. 2015; Treu et al. 2015). Running the pre-HFF strong-lensing model of Richard et al. (2014) with either redshift of system #3, we find the erroneous earlier redshift to result in time delays for images S1–S4 that are much smaller than those obtained with the new redshifts and either the pre-HFF or our latest lens model. This trend is observed using both time surfaces' measurement methods. We thus concluded that this misidentified redshift had a major impact on the time delay values and could be responsible for the bulk of the discrepancy between our findings and those of Sharon & Johnson (2015). However, while this paper was under review, Treu et al. (2015) presented a revised version of Sharon's model using the correct redshift for system #3, and their results did not change.

The large differences between all the recent models' estimations still remain puzzling. We thus investigated other sources of error, and identified another systematic effect that has a significant impact on the values of the time delays for S1–S4: the value of $r_{\rm core}$ that

characterizes the shape of gravitational potential of the elliptical galaxy lensing SN Refsdal in image 1.1 (clump #7 in Table 5). The choice of $r_{\rm core}$ affects both the order of appearance of the four images and the associated time delays while using the LENSTOOL implementation. Indeed, we estimate this effect to produce changes in Δt_{Si-S1} ($i = 2, 3, 4$) of up to 30 d. Moreover, while the 'analytical' method does not show any differences in time delay values, it however changes the order of appearance of the different images S1–S4. The best-fitting parameters obtained for this galaxy are listed in Table 5 (clump #7). However, they should be taken with caution as explained above.

Although the same sources of systematic errors were identified using both methods, we revise our conclusions, and link the discrepancy between our first measurements and other independent analysis to the incorrect method that is implemented in LENSTOOL at the moment. We thus consider our second measurements, $\Delta t_{\rm CATS\text{-}src}$, more accurate. A modification of the algorithm will be implemented according to the conclusions of this paper, and will be made public early 2016.

5.2.3 *Predictions for SX and SY*

All strong-lensing analyses conducted so far (including ours) agree that the SN image SY was the first one to appear in image 1.3, from our analysis ∼15 yr before S1, i.e. $\Delta t_{\rm SY\text{-}S1} = (-5332 \pm 357)$ d (and ∼13 yr ago, $\Delta t_{\rm SY\text{-}S1} = (-4654 \pm 358)$ d, following the LENSTOOL prediction). With our first measurement, the appearance of image SX in image 1.2 is expected ∼1 yr after S1 ($\Delta t_{\rm SX\text{-}S1} = 449 \pm 45$ d) and ∼12 months after S2, i.e. in 2015 November, assuming that S2 appeared in 2014 November (Kelly et al. 2015a). Our analytical measurement predicts an appearance of SX ∼1 yr after S1 (with an appearance of S1, S2, S3, and S4 with 8 d), in 2015 November ±1 month, and thus also agreeing with the LENSTOOL prediction.

We can also compare our results regarding the time delays between SX and SY with those of Sharon & Johnson (2015), Oguri (2015), and Diego et al. (2016). Our initial measurement predicts $\Delta t_{\rm SX\text{-}SY} = (5103 \pm 361)$ d, ∼14 yr, which is in good agreement (within the uncertainty of ∼1 yr) with the value of $\Delta t_{\rm SX\text{-}SY} = 4488$ d, ∼12.5 yr, reported by Sharon & Johnson (2015), and close to the value found by Diego et al. (2016) of $\Delta t_{\rm SX\text{-}SY} = 3701$ d, ∼10 yr (with an uncertainty of ∼2 yr). Our analytical value of $\Delta t_{\rm SX\text{-}SY} = (5693 \pm 361)$ d, ∼16 yr, remains in really good agreement with the LENSOOL measurement. All of these values are smaller than that of $\Delta t_{\rm SX\text{-}SY} = 6650.6$ d, ∼18 yr, published in Oguri (2015).

To summarize, considering the statistical and systematic errors, we conclude that image SX of SN Refsdal should appear between 2015 November and 2016 January, in good agreement with predictions from Diego et al. (2016) and Grillo et al. (2015).

Although all the models discussed here make different predictions for the appearance of image SX, they agree that it will occur in the sufficiently near future to render the event observable with a reasonable investment of time and resources. However, ultimately only photometric follow-up observations of this source will reveal the true time delays. Once obtained, such measurements can be included as constraints in the mass models, enabling us to determine to unprecedented precision the parameters of the lensing galaxy (clump #7), and to study the stellar and dark matter distribution within it, thereby also adding greatly to our efforts to reveal the nature of dark matter (Massey et al. 2015).

While manuscript of this paper was under review, image SX of SN Refsdal was detected in *HST*/WFC3 images in observations taken in 2015 December, making our predictions correct (Kelly et al. 2015b), in excellent agreement with our predictions.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank the anonymous referee for his/her fruitful comments and suggestions. The authors thank Professor Keren Sharon for fruitful discussions, and important suggestions. MJ thanks Professor Tommaso Treu for his comments and suggestions. This work was supported by the Science and Technology Facilities Council (grant number ST/L00075X/1 and ST/F001166/1) and used the DiRAC Data Centric system at Durham University, operated by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk [www.dirac.ac.uk]). This equipment was funded by BIS National E-infrastructure capital grant ST/K00042X/1, STFC capital grant ST/H008519/1, and STFC DiRAC Operations grant ST/K003267/1 and Durham University. DiRAC is part of the National E-Infrastructure. JR acknowledges support from the ERC starting grant CALENDS and the CIG grant 294074. MJ, EJ, and ML acknowledge the Mésocentre d'Aix-Marseille Université (project number: 15b030). This study also benefited from the facilities offered by CEntre de donnéeS Astrophysique de Marseille (CeSAM; http://lam.oamp.fr/cesam/). ML acknowledges the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) for its support. EJ and ML acknowledge the Centre National d'Etude Spatial (CNES) for its support. KK acknowledges post-graduate funding from the NRF/SKA SA Project. J-PK acknowledges support from the ERC advanced grant LIDA. PN acknowledges support from the National Science Foundation via the grant AST-1044455, AST-1044455, and a theory grant from the Space Telescope Science Institute HST-AR-12144.01-A. RM is supported by the Royal Society. Based on observations made with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained from the data archive at the Space Telescope Science Institute. STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract NAS 5-26555. Based on observations made with the European Southern Observatory Very Large Telescope (ESO/VLT) at Cerro Paranal, under programme ID 294.A-5032 (PI: Grillo). Based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership (as at the date that the data described in this paper were obtained): the National Science Foundation (USA), the Science and Technology Facilities Council (UK), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil), and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina). MJ thanks the Department of Astronomy at Yale University for their hospitality.

REFERENCES

Allen C. W., 1976, Astrophysical Quantities, 3rd edn. Athlone, London
Bacon R. et al., 2010, Proc. SPIE, 7735, 773508
Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
Bolzonella M., Miralles J.-M., Pelló R., 2000, A&A, 363, 476
Bouchet P., Lequeux J., Maurice E., Prevot L., Prevot-Burnichon M. L., 1985, A&A, 149, 330
Chelouche D., Koester B. P., Bowen D. V., 2007, ApJ, 671, L97
Coe D., Bradley L., Zitrin A., 2015, ApJ, 800, 84
Diego J. M., Sandvik H. B., Protopapas P., Tegmark M., Benítez N., Broadhurst T., 2005, MNRAS, 362, 1247

Diego J. M., Tegmark M., Protopapas P., Sandvik H. B., 2007, MNRAS, 375, 958
Diego J. M. et al., 2016, MNRAS, 456, 356
Ebeling H., Edge A. C., Henry J. P., 2001, ApJ, 553, 668
Ebeling H., Barrett E., Donovan D., Ma C.-J., Edge A. C., van Speybroeck L., 2007, ApJ, 661, L33
Ellis R., Santos M. R., Kneib J., Kuijken K., 2001, ApJ, 560, L119
Goobar A. et al., 2009, A&A, 507, 71
Grillo C. et al., 2015, preprint (arXiv e-prints)
Hoekstra H., Bartelmann M., Dahle H., Israel H., Limousin M., Meneghetti M., 2013, Space Sci. Rev., 177, 75
Jauzac M. et al., 2014, MNRAS, 443, 1549
Jauzac M. et al., 2015, MNRAS, 452, 1437
Johnson T. L., Sharon K., Bayliss M. B., Gladders M. D., Coe D., Ebeling H., 2014, ApJ, 797, 48
Karman W. et al., 2015, preprint (arXiv: e-prints)
Kawamata R., Oguri M., Ishigaki M., Shimasaku K., Ouchi M., 2015, preprint (arXiv: e-prints)
Kelly P. L. et al., 2015a, Science, 347, 1123
Kelly P. L. et al., 2015b, preprint (arXiv: e-prints)
Kneib J.-P., Natarajan P., 2011, A&AR, 19, 47
Kneib J.-P., Ellis R. S., Smail I., Couch W. J., Sharples R. M., 1996, ApJ, 471, 643
Kneib J., Ellis R. S., Santos M. R., Richard J., 2004, ApJ, 607, 697
Kovner I., Paczynski B., 1988, ApJ, 335, L9
Limousin M., Kneib J.-P., Natarajan P., 2005, MNRAS, 356, 309
Limousin M. et al., 2007, ApJ, 668, 643
Limousin M., Sommer-Larsen J., Natarajan P., Milvang-Jensen B., 2009, ApJ, 696, 1771
Massey R., Kitching T., Richard J., 2010, Rep. Progress Phys., 73, 086901
Massey R. et al., 2015, MNRAS, 449, 3393
Natarajan P., Kneib J.-P., Smail I., Treu T., Ellis R., Moran S., Limousin M., Czoske O., 2009, ApJ, 693, 970
Oguri M., 2010, PASJ, 62, 1017
Oguri M., 2015, MNRAS, 449, L86
Patel B. et al., 2014, ApJ, 786, 9
Postman M. et al., 2012, ApJS, 199, 25
Prevot M. L., Lequeux J., Prevot L., Maurice E., Rocca-Volmerange B., 1984, A&A, 132, 389
Quimby R. M. et al., 2014, Science, 344, 396
Rau S., Vegetti S., White S. D. M., 2014, MNRAS, 443, 957
Refsdal S., 1964, MNRAS, 128, 307
Richard J., Jones T., Ellis R., Stark D. P., Livermore R., Swinbank M., 2011a, MNRAS, 413, 643
Richard J., Kneib J.-P., Ebeling H., Stark D. P., Egami E., Fiedler A. K., 2011b, MNRAS, 414, L31
Richard J. et al., 2014, MNRAS, 444, 268
Richard J. et al., 2015, MNRAS, 446, L16
Schmidt K. B. et al., 2014, ApJ, 782, L36
Schneider P., 1985, A&A, 143, 413
Schneider P., Ehlers J., Falco E. E., 1992, Gravitational Lenses. Springer-Verlag, Berlin
Sendra I., Diego J. M., Broadhurst T., Lazkoz R., 2014, MNRAS, 437, 2642
Sharon K., Johnson T. L., 2015, ApJ, 800, L26
Smith G. P., Kneib J.-P., Smail I., Mazzotta P., Ebeling H., Czoske O., 2005, MNRAS, 359, 417
Smith G. P. et al., 2009, ApJ, 701, 163
Soucail G., Mellier Y., Fort B., Mathez G., Cailloux M., 1988, A&A, 191, L19
Treu T. et al., 2015, preprint (arXiv: e-prints)
Verdugo T., Motta V., Muñoz R. P., Limousin M., Cabanac R., Richard J., 2011, A&A, 527, A124
Wang X. et al., 2015, ApJ, 811, 29
Wetzel A. R., White M., 2010, MNRAS, 403, 1072
Yuan T.-T., Kewley L. J., Swinbank A. M., Richard J., Livermore R. C., 2011, ApJ, 732, L14
Zheng W. et al., 2012, Nature, 489, 406
Zitrin A., Broadhurst T., 2009, ApJ, 703, L132
Zitrin A., Broadhurst T., Barkana R., Rephaeli Y., Benítez N., 2011, MNRAS, 410, 1939

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.