



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par
l'Université Toulouse III – Paul Sabatier
Discipline ou spécialité :
Astrophysique

Présentée et soutenue par
Gaël FOËX

Le 14 avril 2011

Titre :

Analyse des propriétés statistiques des amas de galaxies

JURY :

Pr. Alain Blanchard (UPS/IRAP Toulouse, France) – Président
Dr. Sarah Bridle (UCL Londres, Royaume-Uni) – Rapporteur
Dr. Raphaël Gavazzi (IAP Paris, France) – Examineur
Dr. Jean-Paul Kneib (LAM Marseille, France) - Examineur
Dr. Sophie Maurogordato (OCA Nice, France) – Rapporteur
Dr. Etienne Pointecouteau (IRAP Toulouse, France) – Directeur de thèse
Dr. Geneviève Soucail (IRAP Toulouse, France) – Directrice de thèse

Ecole doctorale : Science de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche : UMR5277

Directeurs de Thèse : G. Soucail et E. Pointecouteau

Résumé

Les amas de galaxies constituent un des outils majeurs de la cosmologie moderne. Une mesure de l'abondance de ces objets permet de caractériser les propriétés cosmologiques de l'Univers et l'analyse de leurs différentes propriétés physiques telles que la masse, la température ou la luminosité X du gaz intra-amas permet quant à elle de contraindre les modèles de formation et d'évolution de ces objets. Dans les deux cas, la grandeur fondamentale est la masse de l'amas de galaxies. Être capable de les estimer de la manière la plus efficace et la plus précise possible est donc une nécessité. Le travail présenté ici s'inscrit dans cette optique : l'étude d'un échantillon représentatif d'amas de galaxies avec des masses déduites de deux analyses totalement différentes afin d'en augmenter la fiabilité.

Cette thèse met l'accent sur la méthode qui utilise les effets de lentilles gravitationnelles prédits par la théorie de la Relativité Générale. L'analyse d'images optiques grand champ des amas a constitué la plus grande partie de ce travail : sélection des galaxies lentillées, estimation de leur forme, mesure du signal de cisaillement gravitationnel et reconstruction de la masse. Chaque étape du processus s'accompagne d'erreurs et de limitations qui ont été mises en lumière, en particulier celles attribuées à la distance importante de l'échantillon d'amas.

L'étude de celui-ci du point de vue statistique a permis de caractériser ce qu'on appelle les lois d'échelle. Ces relations entre les différentes grandeurs des amas permettent d'étudier les modèles de formation des structures et constituent l'outil nécessaire à une utilisation des amas comme contrainte cosmologique. Leur étalonnage nécessite donc une estimation robuste des masses. Celles déduites de l'analyse des effets de lentilles gravitationnelles ont ainsi été comparées avec les résultats de la seconde méthode basée sur l'émission X du gaz intra-amas. Pour 7 des 11 amas de l'échantillon, les masses estimées sont compatibles ce qui augmente leur crédibilité. Pour les autres cas, les différences observées mettent en lumière les limitations intrinsèques à chaque méthode, en particulier les effets de projection et l'état dynamique de l'amas. Les résultats obtenus sur la calibration des lois d'échelles sont quant à eux en bon accord avec une grande partie des autres travaux du même type, notamment sur des amas plus proches. En particulier, la présence de processus physiques non gravitationnels est mise en évidence, à la fois sur les propriétés du gaz et celles de la population des galaxies de l'amas.

Remerciements

Les remerciements... L'occasion de dresser un petit bilan sur le côté humain de l'aventure qui a plongé le jeune étudiant que j'étais dans le monde merveilleux de l'astrophysique. Car au-delà de l'aspect scientifique traité en long, en large et en travers dans le pavé qui se tient entre vos mains, le passage initiatique que constitue l'élévation au grade de docteur représente également une expérience de vie assez exceptionnelle. Bon nombre de personnes ont contribué à rendre ces 3 années mémorables et c'est à elles que sont dédiées ces quelques lignes.

Qui dit thèse, dit directeur de thèse, et en l'occurrence, directeurs. Mes premiers remerciements leurs reviennent tout naturellement puisque ce sont eux qui m'ont permis de réaliser mon entrée dans la cour des grands. Merci donc à vous, Geneviève et Etienne. Merci de m'avoir accepté comme thésard et conduit bon gré mal gré dans le pays des amas de galaxies. En dépit de mon sale caractère, vous avez tenu bon jusqu'au bout, et vos conseils furent toujours d'une aide très précieuse. Vous m'avez également donné la chance de parcourir le monde sous couvert de conférences ou collaborations scientifiques, ce qui a largement participé à faire des ces 3 années une expérience formidable.

Je tiens à remercier ici l'ensemble de mon jury pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Merci à Sophie Maurogordato et Sarah Bridle qui ont eu le courage de lire en détail ce manuscrit ! Merci à mes 2 examinateurs de choc, Raphael Gavazzi et Jean-Paul Kneib, 2 personnes que j'ai rencontrées au cours de ma thèse et que j'apprécie beaucoup. Enfin un grand merci à Alain Blanchard, excellent comme toujours dans le rôle de président ! L'admiration que je lui porte me rend d'autant plus fier de l'avoir eu à la tête de mon jury. Merci à vous tous pour votre enthousiasme, votre oeil critique sur mes travaux et, bien évidemment, merci de m'avoir "donné" mon titre de docteur.

Au rang de mes mentors scientifiques, je souhaite remercier l'ensemble des enseignants du Master d'astrophysique de Toulouse pour la richesse et la qualité de leurs cours. Certains d'entre eux ont continué à m'aider à traverser ces 3 années de thèse et méritent bien une petite dédicace. En particulier, un grand merci à Roser Pello ! A la fois pour son enthousiasme débordant, sa disponibilité, sa gentillesse, sa bonne humeur et son accent chantant. Etant logée dans le bureau juste à côté, elle a subit de ma part une foule de questions mais a toujours pris le temps de me répondre. Merci également à Hervé Carfantan pour son expertise statistique très précieuse. Lui aussi a dû faire face à de nombreux assauts et s'est toujours montré très disponible pour me conseiller.

Après les "grandes personnes", place maintenant aux différents gai-lurons qui ont rendu ces dernières années aussi agréables à vivre ! La personne toute désignée pour faire la transition est Marceau Limousin. Maître Jedi qui m'a pris sous sa coupe et transmis le contrôle de la Force des lentilles gravitationnelles, son aide a toujours été grandement appréciée. Au fil de nos rencontres, que ça soit à Toulouse, Tarbes, Marseille ou bien à Sydney, Copenhague et Pucon, il est devenu un ami proche et clairement mon "modèle" du chercheur en astro. Merci donc à toi Marceau !

Au cours de mes différents voyages, j'ai eu la chance de rencontrer bon nombre de personnes avec qui je me suis lié d'amitié et qui méritent quelques mots. Tout d'abord, les thésards connus à Varenna lors d'une école d'été assez incroyable!! Mention spéciale au "cool core", Adi, Elinor, Ana Laura, Mairead, Sam, Julia, Mario, Stefania et Cristiano avec qui j'ai partagé de très bon moments et de sacrés maux de crâne durant les cours du matin! Une petite pensée pour Cécile aux ailes d'ange, Francesca l'italienne pleine de bonne humeur, Jessica et Gabriel du CEA, la bande des marseillés, en particulier Mathilde qui est devenue une très bonne amie avec qui se fut un plaisir de voyager au Chili et qui est venue m'encourager chaleureusement le jour de ma soutenance. Merci à vous pour tous ces bons souvenirs!

Viennent ensuite les personnes m'ayant accompagné au quotidien durant ces 3 années. Mes 2 directeurs étant basés dans les anciens LATT et CESR, j'ai eu la chance de cotoyer les occupants de ces 2 labos, soit au final un sacré paquet de monde! Pour la team CESR, une pensée pour mes copains de promo du Master, Damien, Nathalie et Julien (au passage, petit coucou pour les autres potes du M1 : Thibault, Romain, Julien et Mathieu) les "anciens", Denis, Natasha, Bénédicte, Nicolas, Gilles, Pierrick, Patricia et Mathieu mais aussi tous les autres, Ayoub, Elise, Paolo, Mauro, Francesca, Baptiste, Martin, Nico, Agnès, Nadège, Joseph, Aurélia, Laurianne, Benoit, ...

Côté LATT, tout d'abord mes différents collègues de bureau : Florence, Denis (qui m'a embrigadé dans les sessions footing des "anciens" et donc qui m'a conduit à devenir marathonien), Alexandre et puis le "petit" dernier, Pierre, qui j'espère brisera un peu la malédiction qui plane sur ce bureau! Un petit mot également pour les autres résidents du labo avec qui j'ai passé de très bons moments : Pascal, Sylvie, Sylvain, Mélanie, Maria, Christina, Audrey, Aurélie, Mairead, Ines, Nicolas, Simon, Benoit, Julien, ... Merci à vous tous!!

Faire une thèse, c'est commencer les choses sérieuses. Pour autant, en tant que thésard on a toujours le statut étudiant, un rang qui se doit d'être honoré! Pour cela, je tiens à remercier plusieurs personnes qui ont contribué activement à faire de ces 3 ans une période très festive au gré des nuits toulousaines. Gros big up donc à la team de la rue de la Chaine : Caro, Nico et Renaud, le trio magique des co-loques toujours partant pour y aller la tête la première, casquette à l'envers! Clin d'oeil aussi à Dodo, Robin et Alice, loin d'être les derniers à envoyer! Mention spéciale également pour coach Olivier, figure emblématique de notre petit groupe de fêtards, et qui me doit une revanche sur semi!!

Parmi ceux qui m'auront le plus marqué durant ces années et qui font partie maintenant de mes amis les plus proches, Maxime et Robert, les leaders de la team CESR. 2 personnes incroyables, tant scientifiquement que humainement. Merci à vous 2 pour toutes les super soirées que nous avons faites, tous les bon moments passés à refaire le monde. Merci de m'avoir initié au monde merveilleux de la musique électronique qui a rythmé ces 3 dernières années, en espérant que ce ne fut qu'un début!

Enfin, last but not least, une pensée émue pour ma petite Rim! Grâce à toi, les journées au labo paraissaient moins longues à coup de mails, de fb et autres interminables pauses. Tu m'as également accueilli les bras ouverts, à la fois en tant que

voisin mais aussi chez toi, au Liban (merci à Rana et Geneviève qui m'ont traité comme un membre de votre famille). Merci de m'avoir donné un aperçu de ton pays et de ta culture vraiment incroyables durant ces 3 semaines passées là-bas (petite pensée pour Salma qui a fait le guide touristique au sud Liban). Toujours présente, toujours disponible pour m'écouter râler, sans toi ces 3 années n'auraient pas été les mêmes ! Donc merci mille fois.

Evidemment, je remercie ma famille pour leur soutien inconditionnel. Grâce à eux j'ai pu me consacrer pleinement à mes études pour parvenir aujourd'hui au rang de docteur. Je leur dédie donc naturellement ce manuscrit, en particulier à ma chère soeur qui croyait en moi, sans qui je ne serai jamais venu à Toulouse, qui, j'en suis sûr, aurait été la plus fière de moi et dont le souvenir m'a permis de traverser les moments de doute... Cette thèse, elle est pour toi.

Table des matières

Liste des tableaux	xi
Liste des figures	xiii
1 Introduction	1
2 Les amas de galaxies	5
2.1 Propriétés globales de l'Univers	6
2.1.1 Cadre géométrique	6
2.1.2 Dynamique globale	8
2.1.3 Distances et volume cosmologiques	9
2.1.4 L'Univers inhomogène	10
2.1.5 Le paradigme Λ CDM	17
2.2 Historique des observations d'amas	21
2.3 Composante matière noire	27
2.3.1 Un modèle simple de formation d'un halo	27
2.3.2 Définition de la masse d'un amas de galaxies	30
2.4 Profils de masse	31
2.4.1 Sphère isotherme	31
2.4.2 NFW	32
2.4.3 Profil de densité "universel" ?	33
2.5 Lois d'échelle	36
2.5.1 Comportement général	37
2.5.2 Quelques résultats	39
2.6 Composante baryonique	44
2.6.1 Galaxies	45
2.6.2 Gaz	53
2.6.3 Impact des mécanismes non-gravitationnels	57
2.7 Les amas comme contrainte cosmologique	61
2.7.1 Fraction de baryons	61
2.7.2 Propriétés constantes des amas comme indicateur de distance	62
2.7.3 Fonction de masse	63
3 Les lentilles gravitationnelles	69
3.1 Bref historique	69
3.2 Déflexion de la lumière par une masse ponctuelle	70

3.3	Différents régimes, différentes applications	73
3.3.1	Cas général	73
3.3.2	Lentilles fortes	77
3.3.3	Lentilles faibles	83
3.3.4	Microlentilles	88
3.4	Pour aller plus loin	89
3.4.1	Au-delà des lentilles minces	90
3.4.2	Flexion	91
3.4.3	Dépendance cosmologique	92
4	Analyse <i>lensing</i> d'un échantillon d'amas	93
4.1	Problématique	93
4.2	Construction de l'échantillon	94
4.3	Données optiques	95
4.4	Détails de l'analyse <i>lensing</i>	98
4.4.1	Réduction des images	98
4.4.2	Création des catalogues d'objets	99
4.4.3	Mesure des paramètres de forme	102
4.4.4	Tri des galaxies	108
4.4.5	Intensité du signal de cisaillement	119
4.4.6	Détermination de la masse d'un amas	122
4.5	Limitations	138
4.5.1	Contraintes observationnelles	138
4.5.2	Zone centrale de l'amas	140
4.5.3	Effets de projection :	140
5	Résultats	147
5.1	Comparaison des estimateurs <i>lensing</i>	147
5.1.1	Choix du modèle	147
5.1.2	Analyse paramétrique ou non paramétrique	150
5.1.3	Résumé des contraintes	153
5.2	Comparaison des masses X et <i>lensing</i>	154
5.2.1	Résultats	156
5.2.2	Comparaison avec d'autres travaux	159
5.2.3	Analyse combinée $X + lensing$	160
5.3	Etude des corrélations masse-observable	164
5.3.1	Méthodologie	164
5.3.2	Richesse	166
5.3.3	Luminosité optique	171
5.3.4	Luminosité de la BCG	175
5.3.5	Luminosité X	176
5.3.6	Température	179
5.3.7	Bilan sur les corrélations	181
6	Conclusions et perspectives	183
	Liste des publications	187

TABLE DES MATIÈRES

ix

Bibliographie	189
Annexes	215

Liste des tableaux

2.1	Estimation des paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM	22
4.1	Propriétés générales de l'échantillon d'amas de galaxies	95
4.2	Caractéristiques des données optiques dans la bande r' de Megacam.	102
4.3	Paramètres utiles à l'estimation des <i>redshifts</i> photométriques	113
5.1	Résultats de l'analyse <i>lensing</i>	154
5.2	Estimations des masses <i>lensing</i> projetées	155
5.3	Grandeurs optiques des amas	155
5.4	Relation masse-richesse	167
5.5	Relation masse-richesse sans l'amas RXJ2228	170
5.6	Relation masse-luminosité optique	172
5.7	Relation masse-luminosité optique sans l'amas RXJ2228	172
5.8	Relation masse-luminosité de la BCG	175
5.9	Relation masse-luminosité X	179
5.10	Relation masse-température	180

Table des figures

2.1	Spectre de puissance de la matière	15
2.2	Combinaison de contraintes cosmologiques	21
2.3	Profils de densité de halos de matière noire générés par des simulations numériques à N-corps	35
2.4	Corrélation masse-luminosité X mesurée avec des masses <i>lensing</i>	42
2.5	Distribution des galaxies de l'amas CL0024 dans le diagramme vitesse/distance au centre de l'amas	53
2.6	Carte de température de l'amas A1750	55
2.7	Exemple de profils d'entropie mesurés sur plusieurs amas	58
2.8	Contraintes cosmologiques obtenues avec les amas de galaxies	63
3.1	Banc d'optique d'une lentille gravitationnelle	71
3.2	Effets de lentille forte selon la position de la source	78
3.3	Image <i>HST</i> de la croix d'Einstein	80
3.4	Exemple d'observations d'anneaux d'Einstein découvert par le groupe <i>SLACS</i>	81
3.5	Image <i>HST</i> de l'amas A1689	82
3.6	Exemple d'amplification par effet de microlentilles gravitationnelles	89
4.1	Diagramme L_X versus <i>redshift</i> de l'échantillon initial d'amas	96
4.2	Cartes de brillance de surface X des 11 amas de l'échantillon	96
4.3	Diagramme flux central μ_{max} -magnitude pour l'amas MS0015	100
4.4	Diagramme magnitude-taille pour l'amas MS0016	101
4.5	Forme estimée des étoiles avant et après déconvolution de la PSF	104
4.6	Résultats de l'analyse des simulations STEP	106
4.7	Distribution des dispersions $\sigma_{e1,e2}$ pour l'amas RXJ1003	107
4.8	Diagramme couleur-magnitude de l'amas RXJ0856	110
4.9	Diagramme couleur- <i>redshift</i> pour les principaux types spectraux d'une galaxie	111
4.10	Comparaison des couleurs théoriques et observées des étoiles de l'amas MACSJ1206	112
4.11	Distribution des <i>redshifts</i> photométriques des galaxies situées dans la zone centrale des amas	114
4.12	Estimation des performances d'HyperZ	115
4.13	Impact du critère P_{sup} sur la pureté et la complétude du catalogue de sources en fonction de δ_z	117
4.14	Impact du critère P_{sup} en fonction du <i>redshift</i> de l'amas	118

4.15	Facteur géométrique β en fonction du <i>redshift</i> de la galaxie source . . .	120
4.16	Profils de cisaillement d'un amas SIS mesuré pour différentes valeurs de décentrage	124
4.17	Relation entre la magnitude d'une galaxie et l'incertitude sur l'estimation de son ellipticité	126
4.18	Dégénérescence sur le cisaillement réduit d'un amas NFW	129
4.19	Distribution de halos simulés en fonction de leur triaxialité	143
5.1	Comparaison des masses M_{200} obtenues en laissant la concentration libre ou non	148
5.2	Comparaison des masses SIS et NFW	149
5.3	Impact de la correction des masses ζ_c	151
5.4	Comparaison masses 2D-masses 3D	152
5.5	Influence du paramètre de concentration sur la projection des masses et sur le changement de contraste de densité	153
5.6	Comparaison masses X -masses <i>lensing</i>	156
5.7	Comparaison masses X -masses combinées	162
5.8	Comparaison masses <i>lensing</i> -masses combinées	162
5.9	Corrélation masse-richesse	168
5.10	Profils de densité numérique des galaxies elliptiques dans les amas . . .	169
5.11	Corrélation masse-luminosité	173
5.12	Profils de luminosité associée aux galaxies elliptiques des amas	174
5.13	Corrélation masse-luminosité de la BCG	176
5.14	Corrélation masse-luminosité X	177
5.15	Corrélation masse-luminosité X comparée avec d'autres travaux . . .	178
5.16	Corrélation masse-température	180
6.1	Profil de cisaillement de l'amas MS0016	216
6.2	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS0016	217
6.3	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS0016 . . .	218
6.4	Profil de cisaillement de l'amas MS0451	221
6.5	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS0451	222
6.6	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS0451 . . .	223
6.7	Profil de cisaillement de l'amas RXJ0856	224
6.8	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ0856	225
6.9	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ0856 . .	226
6.10	Profil de cisaillement de l'amas RXJ0943	228
6.11	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ0943	229
6.12	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ0943 . .	230
6.13	Profil de cisaillement de l'amas RXJ1003	232
6.14	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ1003	233
6.15	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ1003 . .	234
6.16	Profil de cisaillement de l'amas RXJ1120	236
6.17	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ1120	236
6.18	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ1120 . .	237
6.19	Profil de cisaillement de l'amas MACSJ1206	239
6.20	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MACSJ1206	240

6.21	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MACSJ1206	241
6.22	Profil de cisaillement de l'amas MS1241	243
6.23	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS1241	243
6.24	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS1241 . . .	244
6.25	Profil de cisaillement de l'amas RXJ1347	246
6.26	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ1347	247
6.27	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ1347 . .	248
6.28	Profil de cisaillement de l'amas MS1621	250
6.29	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS1621	251
6.30	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS1621 . . .	252
6.31	Profil de cisaillement de l'amas RXJ2228	254
6.32	Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ2228	255
6.33	Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ2228 . .	256
6.34	Images couleurs du centre des amas MS0016, MS0451, RXJ0856 et RXJ0943	257
6.35	Images couleurs du centre des amas RXJ1003, RXJ1120, MACSJ1206 et MS1241	258
6.36	Images couleurs du centre des amas RXJ1347, MS1621 et RXJ2228 . .	259

Chapitre 1

Introduction

Avec le développement d'instruments toujours plus puissants, la science continue de repousser ses limites. Alors qu'à la fin du 19^{ème} siècle on se pensait proche de la connaissance complète de la physique (mécanique, électromagnétisme, optique, thermodynamique), quelques chercheurs sont sortis du cadre de pensée classique jusqu'alors parfaitement vérifié. Einstein qui se regarde dans un miroir se pose la question de savoir ce qu'il y verrait s'il se déplaçait à la vitesse de la lumière. Schrodinger quant à lui se demande ce qu'il advient d'un chat dans un carton avec fiole de poison. Les théories de la Relativité Générale et de la mécanique quantiques voient le jour et ouvrent la boîte de Pandore de la physique moderne ! Il faut tout revoir de A à Z et repenser jusqu'à nos concepts les plus fondamentaux. Le bouleversement dépasse le cadre de la physique et devient métaphysique voir proche de la science fiction : trous noirs, univers parallèles, voyages dans le temps, téléportations, matière noire, énergie noire, espace à 11 dimensions, ...

La physique prend un nouvel essor. L'émulation est à son maximum et la recherche progresse à des vitesses jamais atteintes. Les progrès technologiques accélèrent le processus avec des télescopes toujours plus grands, des accélérateurs de particules capables de générer des énergies faramineuses, des expériences de plus en plus complexes, ...

Alors que la physique de l'infiniment petit voit son bestiaire démultiplié avec les découvertes de particules toutes plus exotiques les unes que les autres, l'astronomie moderne elle ne se restreint plus aux objets galactiques ou situés dans l'environnement proche de la Voie Lactée. L'espace est sondé jusqu'à ses limites inviolables, quelques soubresauts cosmiques après son apparition mystérieuse inexplicable et probablement inexplicable. L'immensité de l'espace rend la tâche des astrophysiciens énorme tant sur le point théorique qu'observationnel. D'autant plus que la Nature nous a sérieusement limité sur nos capacités d'observation. Même si les instruments de mesure se perfectionnent et ouvrent de nouveaux canaux d'informations comme les ondes gravitationnelles, la majeure partie du budget en énergie de l'Univers nous est inaccessible. Pire, cette partie inobservable est de nature totalement inconnue puisqu'elle serait composée à 70% d'une force mystérieuse responsable de l'accélération de l'expansion de l'espace et à 25% d'une source gravitationnelle n'émettant aucun rayonnement électromagnétique et nommée à ce titre matière noire. Autant dire que le challenge s'annonce compliqué voir impossible !

Je me suis donc lancé dans ce travail de thèse dont le but est d'apporter une petite pierre à l'édifice de la connaissance humaine sur la réalité du monde dans lequel nous vivons. La problématique abordée ici s'inscrit dans la caractérisation des propriétés cosmologiques de l'Univers par l'étude poussée de la population d'un de ses principaux composants, les amas de galaxies. Grâce à une analyse détaillée d'un échantillon d'amas de galaxies, on va pouvoir acquérir de nouvelles contraintes sur les propriétés statistiques de ces objets et ainsi tester les prédictions des modèles de formation et d'évolution des structures à grande échelle.

Je commencerai donc dans une première partie par donner les éléments de base nécessaires à une étude de l'Univers dans son ensemble : géométrie, dynamique et contenu en énergie. Après ce petit tour d'horizon de la cosmologie moderne, je fais l'état des lieux de nos connaissances sur les amas de galaxies. Je détaille en particulier le modèle hiérarchique de la formation des structures et comment un amas de galaxies se crée et évolue au cours du temps. J'expose aussi les propriétés de ses différentes composantes ainsi que les processus physiques capables de les affecter. Je présente également les relations fondamentales qui lient la masse d'un amas à ses autres grandeurs telles que la température ou la luminosité de son gaz ainsi que l'importance primordiale qu'elles ont dans l'étude de ces objets pour caractériser les modèles de formation et d'évolution des structures. L'utilisation des amas de galaxies comme contraintes cosmologiques sera brièvement abordée en fin de ce chapitre.

Dans la seconde partie de ce manuscrit, je présente la théorie des lentilles gravitationnelles dans le cadre de la Relativité Générale. Observées depuis seulement quelques dizaines d'années, les déformations gravitationnelles exercées par une masse sur la trajectoire des rayons lumineux fournissent aujourd'hui des contraintes observationnelles dans de très nombreux domaines : détection d'exoplanètes, recherche des premières galaxies, estimation de la masse des amas de galaxies, détermination de la distribution de masse à l'échelle de l'Univers... Je présente dans ce chapitre ces différentes applications avec un accent particulier sur les déformations produites par un amas de galaxies sur l'image des galaxies situées en arrière-plan. Cette méthode est en effet à la base de cette thèse et sa mise en place a constitué la majeure partie de mon travail. Je tiens au passage à souligner le travail effectué par Sébastien Bardeau au cours de sa thèse qui a développé la méthode que j'ai utilisée.

Le chapitre 4 est dédié à la mise en pratique de l'effet de lentille gravitationnelle pour la mesure de la masse d'un amas de galaxies. J'introduis également dans ce chapitre l'échantillon d'amas utilisé pour cette thèse : ses caractéristiques principales, ses atouts, les données dont on dispose. Après avoir décortiqué chaque étape du processus de l'estimation *lensing* de la masse d'un amas, je dresse un bilan des sources d'erreurs introduites à la fois par la méthode et par les propriétés intrinsèques des amas, notamment les effets de projection qui se révèlent être une des limitations majeures à une estimation précise des masses.

Dans le chapitre 5 je présente les résultats obtenus. Je fais la comparaison des différentes méthodes d'estimation de la masse d'un amas et donne les corrélations

avec ses autres propriétés. L'analyse se veut globale et peu de résultats individuels sont donnés dans cette section. Les caractéristiques de chaque amas sont brièvement présentées en annexe de ce document.

Pour finir, une dernière partie dresse un récapitulatif des principaux résultats obtenus et présente diverses pistes qui découlent naturellement du travail débuté avec cette thèse.

Chapitre 2

Les amas de galaxies

” *Galaxy clusters are the largest bound structures in the Universe [...]*”. C’est ainsi que la majeure partie des publications traitant des amas de galaxies débutent, ce qui n’est pas un hasard à la vue de l’étendue du sujet. Leur titre de plus grands objets de l’Univers les place en effet à la limite entre astrophysique et cosmologie. Dès lors, deux approches peuvent être considérées : l’étude des propriétés intrinsèques des amas, permettant de caractériser les processus physiques sous-jacents à la formation et l’évolution de ces objets, ou bien l’analyse en tant que population globale afin d’apporter des contraintes sur les paramètres cosmologiques de l’Univers.

Les premières références écrites à ces objets remontent à plus de 2 siècles. Pour autant, ce n’est que depuis quelques décennies que l’intérêt pour les amas s’est révélé être si grand avec notamment 2 étapes clés.

La première fait suite aux travaux de l’astronome Suisse Fritz Zwicky (Zwicky 1933, 1937) sur la dispersion de vitesses des galaxies dans l’amas de Coma. Supposant que l’amas est en équilibre hydrostatique, il en conclut grâce au théorème du viriel que la masse nécessaire pour lier gravitationnellement l’amas doit être plus ou moins 100 fois plus grande que la somme de la masse individuelle de ses galaxies. C’est la naissance de l’embarrassante matière noire qui constitue l’un des challenges de la physique moderne : d’un côté les physiciens nucléaires vont chercher à mettre en lumière de nouvelles particules inconnues à ce jour afin de compléter le modèle standard et percer ce mystère. Les cosmologistes quant à eux développent des modèles qui incorporent cette composante dans le but de caractériser ses propriétés générales (matière noire ”froide”, ”chaude”, ”tiède”, ...) ou au contraire tentent d’expliquer les observations sans faire appel à cette source de potentiel gravitationnel invisible, l’exemple le plus célèbre étant la théorie de la gravitation modifiée *MOND* par Milgrom (1983).

La seconde avancée majeure qui a conduit à une foule d’études concerne la découverte d’un gaz chaud et ténu, de température typique de l’ordre du million de degrés, piégé dans le puits de potentiel de l’amas et dans lequel baignent les galaxies. Gursky et al. (1972) et leur analyse des données du satellite *Uhuru* ouvrirent la porte à un nouveau type d’analyse des amas, celles basées sur les propriétés X de ce gaz qui représente $\sim 15\%$ de la masse totale d’un amas (le reste est distribué à hauteur de $\sim 5\%$ pour les galaxies et 80% pour la matière noire, plus précisément à une source gravitationnelle inconnue et invisible). Dès lors il va être possible d’étudier

les amas de manière thermodynamique pour contraindre les phénomènes physiques qui prennent place dans leur formation et évolution, notamment la part de processus non gravitationnels qui impriment de leur signature les propriétés observables de ce gaz intra-amas.

2.1 Propriétés globales de l'Univers

Du fait de leur masse et de leur taille, $M \sim 10^{15} M_{\odot}$, $R \sim \text{Mpc}$, il est clair que les amas de galaxies sont sensibles aux caractéristiques cosmologiques de notre Univers, sa géométrie, son contenu, son évolution. Il est donc indispensable de définir un cadre de travail général avant de commencer.

Dans le contexte majoritairement admis de la Relativité Générale, le développement d'un modèle cosmologique se résume à trouver une solution aux équations de champ d'Einstein (Einstein 1916) :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + g_{\mu\nu}\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de courbure de Ricci, R la courbure scalaire, $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique, Λ la constante cosmologique, G la constante gravitationnelle de Newton, c la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion qui fait intervenir les caractéristiques physiques du milieu étudié (pression et densité).

Les indices $\mu\nu$ se rapportent aux 4 coordonnées de l'espace-temps. Les tenseurs sont symétriques, de dimension 4×4 et donc avec 10 composantes indépendantes. Pour des raisons de liberté dans le choix des coordonnées, le nombre d'équations indépendantes se réduit quant à lui à 6. Le tenseur de Ricci et la courbure scalaire sont des fonctions du tenseur métrique impliquant que ces 6 équations sont non linéaires et donc difficilement résolubles de manière générale.

Tout l'attrait de la théorie d'Einstein apparaît néanmoins clairement : les propriétés géométriques de l'Univers sont fonction uniquement de son contenu en énergie. L'interprétation de diverses observations astrophysiques va alors fournir des contraintes qu'un modèle cosmologique se doit de reproduire. Pour cela, il faut donc se doter d'un cadre géométrique pour caractériser l'Univers dans son ensemble. Celui-ci est ensuite couplé à un contenu en énergie spécifique afin de résoudre les équations d'Einstein. Le modèle ainsi construit possède plusieurs paramètres libres et le but va être d'estimer le plus précisément ces valeurs grâce aux données observationnelles.

2.1.1 Cadre géométrique

La complexité des équations d'Einstein impose de faire quelques hypothèses simplificatrices afin d'être en mesure de les résoudre analytiquement. Pour cela il est courant de faire appel au principe cosmologique, implicitement introduit par Einstein pour trouver une solution à ses équations. Ce principe peut s'énoncer de la manière suivante : à des échelles suffisamment grandes, les propriétés de l'Univers apparaissent identiques à un observateur quelque soit la position de celui-ci. L'Univers est donc supposé homogène et isotrope à des échelles cosmologiques.

La conséquence directe de ces hypothèses est que la géométrie globale de l'Univers caractérisée par son continuum spatio-temporel se décrit par une seule et même hypersurface. Celle-ci peut être de courbure positive (Univers fermé, géométrie sphérique), nulle (Univers plat, géométrie euclidienne) ou négative (Univers ouvert, géométrie hyperbolique). Son rayon de courbure qui peut se définir par une échelle de longueur caractéristique est supposé variable ce qui permet d'étudier des modèles d'Univers non statiques dont la dynamique va être dictée par le contenu en énergie.

On peut montrer (Peter & Uzan 2005) que la manière la plus générale de décrire un tel espace-temps, homogène, isotrope, courbe et variable dans le temps, fait intervenir la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW par la suite) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr_k^2}{1 - kr_k^2/R_k^2} + r_k^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (2.2)$$

où $r_k = R_k S_k(r/R_k)$ dépend de la courbure selon la fonction S_k :

$$S_k(x) = \begin{cases} \sin x & (k=1, \text{ univers clos}) \\ x & (k=0, \text{ univers plat}) \\ \sinh x & (k=-1, \text{ univers ouvert}) \end{cases} \quad (2.3)$$

$a(t)$ est le facteur d'échelle, normalisé à 1 aujourd'hui. Il caractérise le rayon de courbure de l'Univers, $a(t)R_k$, et son évolution témoigne de la dynamique globale de l'Univers.

r est la coordonnée radiale co-mobile. Le passage entre coordonnées et distances physiques va dépendre de la courbure de l'espace *via* la fonction S_k . Elles sont bien évidemment identiques dans cas d'un espace plat euclidien.

Puisque l'échelle caractéristique de l'Univers peut dépendre du temps, les distances physiques associées à certaines coordonnées co-mobiles vont également dépendre du temps *via* le facteur d'échelle $a(t)$. Autrement dit, un signal émis au temps t_1 en r_1 sera reçu en r_2 au temps t_2 pour lequel a sera différent. Cela se traduit par un effet Doppler. En particulier, pour un espace en expansion, les signaux reçus seront décalés vers le rouge par rapport aux signaux émis. Si on introduit la notion de *redshift* z qui caractérise cet effet Doppler, $1+z = \lambda_{reception}/\lambda_{emission}$, alors on peut montrer que pour un espace décrit par la métrique de FLRW, l'évolution du facteur d'échelle $a(t)$ se manifeste par un effet Doppler tel que

$$1+z = \frac{a(t_{emission})}{a(t_{reception})} \quad (2.4)$$

Cette notion de décalage spectral est fondamentale en cosmologie. Elle fait office de coordonnée au même titre que la coordonnée radiale co-mobile r . Par exemple, pour des objets proches, on a la relation découverte par Hubble qui relie la distance l d'un objet à sa vitesse d'éloignement v et donc l'effet Doppler z lui correspondant : $v = Hl = cz$. H est la constante de Hubble, exprimée en kilomètres par seconde et par Megaparsec ; elle caractérise la vitesse d'expansion de l'Univers à une échelle de longueur donnée et à un temps donné. En effet, si $\dot{l} = dl/dt = H(t)l$ où $l = a(t)r$, alors $H(t) = \dot{l}/l = \dot{a}(t)/a(t)$.

2.1.2 Dynamique globale

Maintenant que nous disposons d'un cadre géométrique, il faut préciser le contenu en énergie de l'Univers (le tenseur énergie-impulsion), déterminer son évolution dans le contexte co-mobile pour ensuite résoudre les équations d'Einstein et en déduire la dynamique globale de l'Univers caractérisée simplement par l'évolution du facteur d'échelle $a(t)$.

On peut montrer qu'en vertu du principe cosmologique, isotropie et homogénéité de l'espace, la forme générale du tenseur énergie-impulsion pour un observateur co-mobile est celle d'un fluide parfait :

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) u_\mu u_\nu + P g_{\mu\nu} \quad (2.5)$$

où ρ est sa densité d'énergie, P sa pression, u_μ sa quadri-vitesse et $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique. La pression et la densité ne dépendent que du temps, le tenseur $T_{\mu\nu}$ est donc complètement fixé par la connaissance de l'équation d'état du fluide.

En insérant dans les équations d'Einstein ce tenseur et la métrique de FLRW, on obtient alors 2 équations indépendantes, appelées équations de Friedmann-Lemaître :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2 R_k^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (2.6)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \dot{H} + H^2 = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (2.7)$$

L'équation de conservation de la matière ($\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$) se réduit quant à elle à la seule expression :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P/c^2) = 0 \quad (2.8)$$

Ces 3 équations ne sont pas indépendantes, puisqu'en dérivant 2.6 par rapport au temps et en exprimant \ddot{a}/a en utilisant 2.7 et 2.6 pour éliminer le terme H^2 on obtient 2.8.

On possède donc à ce niveau 2 équations indépendantes pour 3 inconnues, le facteur d'échelle $a(t)$, la pression P et la densité d'énergie ρ . Pour résoudre ce système, il faut donc apporter une information supplémentaire qui peut être obtenue en considérant l'équation d'état des différentes composantes présentes dans l'Univers.

Il est commode de paramétriser cette équation d'état des différents "fluides" sous la forme $P = w\rho c^2$ où le paramètre w qui lie pression et densité va dépendre du type de fluide considéré. Pour la composante non relativiste ρ_m de pression négligeable, on a $w = 0$ alors que la partie relativiste ρ_r (photons par exemple) on a $w = 1/3$. La constante cosmologique Λ exerce, par définition, une pression constante et donc se caractérise par $w = -1$. On peut aussi remarquer que le terme de courbure de l'équation 2.6 correspond à un fluide de paramètre $w = -1/3$.

Grâce à cette équation d'état, on obtient facilement l'évolution de la densité avec l'expansion en résolvant l'équation 2.8, $\rho \propto a^{-3(1+w)}$ (en supposant bien sûr que $w = C^{ste}$). Cela permet alors de caractériser complètement l'évolution dynamique globale de l'Univers par la seule connaissance des densités actuelles de chacune de ses composantes. Si on suppose que celles-ci se limitent à de la matière non relativiste,

du rayonnement et une constante cosmologique (rien n'empêche *a priori* d'inclure des fluides d'équation d'état plus exotique avec par exemple $w(z)$), on obtient l'équation suivante :

$$H^2(z) = H_0^2 [\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_\Lambda + (1-\Omega_0)(1+z)^2] \quad (2.9)$$

où l'indice 0 correspond aux quantités estimées à $z=0$.

$\Omega_{x,0} = \rho_{x,0}/\rho_{c,0} = 8\pi G\rho_{x,0}/(3H_0^2)$ sont les densités de matière et de rayonnement normalisées par la densité critique de l'Univers actuelle (leur valeur à un *redshift* quelconque sont simplement $\Omega_x(z) = \Omega_{x,0}(1+z)^{3(1+w_x)}[H(z)/H_0]^{-2}$).

$\Omega_\Lambda = \Lambda c^2/(3H_0^2)$ et $\Omega_0 = \Omega_{m,0} + \Omega_{r,0} + \Omega_\Lambda$ est la densité normalisée totale actuelle. Elle est reliée au rayon de courbure par

$$a(t)R_k = \frac{c}{H_0(1+z)} \sqrt{\frac{k}{\Omega_0 - 1}} \quad (2.10)$$

Sous cette forme, on constate que l'Univers sera ouvert, fermé ou plat selon que sa densité sera inférieure, égale ou supérieure à sa densité critique, ce qui laisse entrevoir différents scénarii possibles d'évolution selon le contenu de l'Univers.

Les différentes évolutions du facteur d'échelle peuvent être classées en différents groupes selon la valeur de la constante cosmologique et la courbure de l'espace : "rebond" passé (pas de big bang) ou pas, "rebond" futur (big crunch) ou pas, modèles statiques d'Eddington (dans le présent ou dans le passé), modèles "hésitants" de Lemaître, expansion infinie. Je ne rentrerai pas plus en détail dans les propriétés de chacun de ces modèles (voir par exemple Ehlers & Rindler (1989); Uzan & Lehoucq (2001) pour une étude approfondie) et me contenterai de mentionner un seul cas particulier qui sera utilisé par la suite, le modèle Einstein-De Sitter (EdS) qui correspond à un Univers plat et sans constante cosmologique, c'est à dire $\Omega_\Lambda = \Omega_k = 0$. Pour cette solution particulière représentative de l'Univers au début de son évolution (platitude, ère dominée par la matière et le rayonnement), on obtient une expression très simple pour l'évolution du facteur d'échelle, $a(t) \propto t^{2/3}$.

2.1.3 Distances et volume cosmologiques

Maintenant que nous disposons d'une équation d'évolution pour le facteur d'échelle $a(t)$, il est possible de reprendre la forme de la métrique 2.2 afin d'en déduire des temps ($dt = da/\dot{a} = da/(aH)$) et des distances cosmiques ($dr = -cdz/H(z)$).

Du fait de la courbure et de l'expansion de l'espace-temps, l'interprétation et la définition de "distances" est sensiblement plus complexe que dans le cas d'une géométrie Euclidienne constante. Une grandeur utile est la coordonnée radiale d'un objet observé à un *redshift* z

$$r(z) = c \int_0^z \frac{dz}{H(z)} \quad (2.11)$$

Cela permet d'introduire la distance diamètre-angulaire $D_A(z) = r_k(z)/(1+z)$ avec $r_k = R_k S_k[r(z)/R_k]$ ($r_k(z) = r(z)$ pour un espace plat est la distance co-mobile), qui relie la taille physique d'un objet x à l'angle θ sous lequel il est observé, $D_A = x/\theta$.

Du fait de l'expansion de l'espace et de la vitesse finie de la lumière, D_A n'est pas une fonction monotone avec le *redshift* et atteint un maximum (en $z \sim 1.5$ pour le modèle Λ CDM présenté plus loin).

La seconde distance utile est appelée distance luminosité D_L , qui intervient quant à elle dans la relation flux-luminosité, $F = L/(4\pi D_L^2)$. Du fait de l'expansion, le flux reçu est réduit d'un facteur $(1+z)$ au quel s'ajoute un autre facteur $(1+z)$ dû à la dilatation du temps subie par les photons. On a donc $F = L/(4\pi(1+z)^2 r_k^2(z))$, soit $D_L(z) = (1+z)r_k(z) = (1+z)^2 D_A(z)$.

Cette distance lumineuse permet également de relier les magnitudes observées aux magnitudes absolues grâce au module de distance $\mu = m - M = 5(\log D_L - 1)$.

On peut aussi constater que la brillance de surface d'un objet dans un espace en expansion sera réduite d'un facteur $D_A^2/D_L^2 \propto (1+z)^{-4}$ par rapport à un espace plat et statique : les objets tels que les amas de galaxies à hauts *redshifts* sont donc bien moins brillants que les amas proches.

Il est aussi utile d'introduire l'élément de volume en fonction du *redshift* qui intervient notamment lors du comptage d'amas. Le volume co-mobile contenu dans un intervalle de *redshift* dz et délimité par un angle solide $d\Omega$ s'exprime :

$$d^2V_{com} = \frac{cr_k^2(z)}{H(z)} d\Omega dz \quad (2.12)$$

et se réduit à $V(z) = \frac{4}{3}\pi r^3(z)$ dans un Univers plat ($\frac{4}{3}\pi r^3(z)/(1+z)^3$ pour le volume propre).

2.1.4 L'Univers inhomogène

Jusqu'à présent, nous avons considéré que le contenu énergétique de l'Univers était répartie de manière totalement uniforme et homogène. Or notre existence même prouve qu'à un moment donné, des perturbations étaient présentes afin d'engendrer la formation de structures compactes capables d'évoluer au cours du temps sous l'action de divers mécanismes physiques.

Il existe plusieurs théories capables de générer de telles perturbations dans la "soupe cosmologique" primordiale. La plus communément admise est la théorie dite de l'inflation (Guth 1981). Selon celle-ci, après le Big Bang et avant l'ère de domination de l'Univers par le rayonnement, l'espace-temps aurait connu une phase d'expansion accélérée sous l'action d'un ou plusieurs champs scalaires. Les fluctuations quantiques de ce champ scalaire ont alors évoluées *via* l'expansion exponentielle de l'espace en des perturbations macroscopiques des différentes composantes de l'Univers. Cette théorie a été initialement proposée pour résoudre un certain nombre de problèmes lié au modèle du Big Bang chaud, en particulier le problème de la platitude de l'espace et celui de l'horizon. Pour ce qui nous intéresse ici, elle prévoit certaines caractéristiques des perturbations : champ aléatoire de distribution gaussienne, perturbations adiabatiques avec un spectre de puissance pratiquement invariant d'échelle. Adiabatique signifie qu'une perturbation engendre un contraste de même intensité pour chaque composante du fluide (perturbation d'entropie nulle). Un autre type de perturbation peut être généré : les perturbations isocourbures

pour lesquelles les perturbations dans chaque composante "s'arrangent" entre elles de sorte à avoir une perturbation du potentiel gravitationnel nulle.

On peut représenter une perturbation par son contraste de densité et ses composantes de Fourier :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho - \langle \rho \rangle}{\langle \rho \rangle} \quad (2.13)$$

$$\delta_k(\vec{k}) = \int \delta(\vec{x}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} d^3x \quad (2.14)$$

où les crochets représentent une moyenne d'ensemble.

Si on suppose que le champ de perturbations $\delta(\vec{x})$ est isotrope, alors son spectre de puissance s'exprime

$$P(k) = \langle |\delta_k|^2 \rangle \quad (2.15)$$

et caractérise complètement du point de vue statistique le champ de perturbations primordial car celui-ci est supposé gaussien après l'inflation. On peut montrer que ce spectre de puissance correspond à la transformée de Fourier de la fonction de corrélation $\zeta(r) = \langle \delta(\vec{x})\delta(\vec{x} + \vec{r}) \rangle$ qui est une grandeur potentiellement mesurable grâce à l'analyse de la position d'un grand nombre de galaxies.

Pour pouvoir relier les observations à la théorie, il faut faire certaines suppositions sur la forme de ce spectre initial. L'hypothèse généralement admise est un spectre en loi de puissance, $P(k) \propto k^n$ où l'indice spectral n permet d'étendre le cas le plus simple du spectre invariant d'échelle avec $n = 1$. Pour mieux appréhender le concept du spectre de puissance des fluctuations de densité, il est utile de faire appel au contraste de densité lissé

$$\bar{\delta}_R(\vec{x}) = \int d^3x' \delta(\vec{x}') W_R(\vec{x} - \vec{x}') \quad (2.16)$$

La fenêtre de lissage W généralement utilisée est une fenêtre "top-hat" qui agit sur une sphère de rayon R . Cette échelle de lissage peut s'exprimer de manière équivalente par la masse moyenne contenue dans la sphère, $M = (4\pi/3)R^3\bar{\rho}$.

Au contraste de densité lissé $\bar{\delta}_R$ correspond une fluctuation en masse $\delta M/M$ à l'échelle R , ce qui permet d'exprimer la dispersion du champ de perturbation à l'échelle de masse M :

$$\sigma^2(M) = \langle \bar{\delta}_R^2(\vec{x}) \rangle = \langle |\delta M/M|^2 \rangle = \frac{1}{(2\pi)^2} \int dk k^2 P(k) |W_R(k)|^2 \quad (2.17)$$

Pour un spectre en loi d'échelle, on a alors $\sigma^2 \propto k^{n+3}$ du fait de la fenêtre de lissage qui moyenne les fréquences $k \gg R_W^{-1}$. En terme de masse, $M \propto k^{-3}$, on a donc $\delta M/M \propto M^{-(n+3)/6}$. Une première remarque peut être faite ici : afin d'être en accord avec l'hypothèse d'homogénéité à très grande échelle, l'indice spectral doit être supérieur à -3, ce qui pose une première limite sur sa valeur.

Si l'on raisonne en terme de potentiel gravitationnel, on obtient $\delta\phi \propto k\delta M \propto k^{(n-1)/2}$: aux 2 extrémités du spectres, les fluctuations divergent sauf pour le cas $n = 1$ pour lequel $\delta\phi$ est la même quelle que soit l'échelle considérée. Un spectre $P(k) \propto k$ sera donc invariant d'échelle du point de vue des perturbations du potentiel gravitationnel, une caractéristique notée indépendamment par Harrison (1970),

Peebles (1970) et Zel'Dovich (1970). Outre le fait d'être *a priori* le choix le plus naturel, le cas $n = 1$ est également prédit par la théorie de l'inflation (Guth & Pi 1982) et se révèle être en parfait accord avec les observations (voir plus loin).

Le champ de perturbations initial est évidemment inaccessible, et seules ses formes évoluées sont mesurables. Il faut donc déterminer l'évolution d'une perturbation au cours du temps cosmique afin d'obtenir des prédictions sur le spectre de puissance vérifiables par l'observation. Ici je me restreindrai à l'évolution linéaire du contraste de densité, $\delta \ll 1$. Dès qu'une perturbation voit son contraste avoisiner l'unité, alors l'effondrement gravitationnel devient non linéaire. Cette évolution sera détaillée plus bas.

Différentes approches plus ou moins complexes peuvent être adoptées pour décrire l'évolution linéaire du contraste de densité, comme par exemple appliquer la théorie des perturbations sur la métrique et le tenseur énergie-impulsion afin de résoudre les équations d'Einstein dans un espace-temps perturbé (voir par exemple Durrer (2001) pour une dérivation détaillée).

Il est possible de considérer plus simplement les perturbations de densité d'un fluide non collisionnel, mélange de radiation et matière noire froide, en présence d'un champ gravitationnel newtonien, le tout dans un espace en expansion. Cela permet d'utiliser les équations classiques de l'hydrodynamique (équation de conservation et équation d'Euler) sous forme linéarisée pour obtenir l'équation d'évolution du contraste de densité exprimée par son taux de croissance $D(z)$ (Lahav & Liddle 2004) :

$$D(z) = \frac{5\Omega_{m,0}H_0^2}{2} H(z) \int_z^\infty \frac{1+z'}{H^3(z')} dz' \quad (2.18)$$

de sorte à avoir $\delta(z_1) = \delta(z_2).D(z_1)/D(z_2)$.

Dans le cas d'un Univers EdS dominé par la matière, on a par exemple $D(t) \propto t^{2/3} \propto a(t)$ et $D \propto a^2$ durant l'ère dominée par le rayonnement. Pour des cosmologies plus générale, il existe des algorithmes numériques pour calculer $D(a)$ (Hamilton 2001) ainsi que de bonnes approximations analytiques (Carroll et al. 1992; Lahav et al. 1991; Wang & Steinhardt 1998).

L'équation précédente permet de caractériser la croissance linéaire des perturbations de matière noire à grande échelle (et donc la partie du spectre de puissance qui correspond aux amas de galaxies) mais pour avoir une description plus complète de l'évolution du contraste de densité, plusieurs raffinements sont à prendre en compte (voir par exemple Peter & Uzan (2005)).

Le premier concerne l'époque à laquelle l'échelle d'une perturbation devient inférieure à l'horizon cH^{-1} (longueur de Hubble). En effet, tant que la perturbation est "super-Hubble", la pression de radiation n'affecte pas son évolution qui suit donc le cas $D(a) \propto a^2$ puis $D(a) \propto a$ lors du passage de l'époque dominée par la radiation à celle dominée par la matière (à un *redshift* $z_{eq} = 2.37 \times 10^4 \Omega_m h^2$) et enfin le cas approximé dans les références citées précédemment lorsque l'énergie noire entre en jeu.

Lorsque l'échelle de fluctuation devient "sub-Hubble", les effets de pression peuvent entrer en compétition avec la compression gravitationnelle. Pour $z < z_{eq}$, on peut montrer que la taille de l'horizon sonique du mode considéré reste suffisamment

petite par rapport à l'horizon des événements de sorte que la pression de radiation peut toujours être négligée : le potentiel gravitationnel qui est dominé par la matière noire reste constant et donc son contraste de densité $\delta_m \propto a$. La situation change lorsque le mode devient sub-Hubble pour $z > z_{eq}$ puisque la pression radiative va entrer en compétition avec la compression gravitationnelle de la perturbation. Celle-ci va se mettre à osciller sous la forme d'ondes sonores. Comme à ces *redshifts* le potentiel gravitationnel est déterminé par les fluctuations de densité de la radiation qui subissent des oscillations amorties, il va tendre rapidement vers 0. La croissance des perturbations de la composante matière noire va alors s'arrêter : le contraste de densité δ_m reste constant (proche de son amplitude lors du passage sub-Hubble) et reprend sa croissance pour $z < z_{eq}$. Cette transition associée à l'échelle de Hubble en $z = z_{eq}$ va donc modifier le spectre de puissance $P(k)$ par rapport au cas d'un spectre évoluant sous la croissance linéaire gravitationnelle seule.

L'influence des baryons est également à prendre en compte si l'on veut décrire au mieux le comportement d'une perturbation au cours du temps. Jusqu'ici nous avons considéré un fluide non collisionnel. Or les baryons sont couplés à la fois à la matière noire *via* la gravitation et au rayonnement *via* des diffusions Compton. Leur présence va modifier la croissance des fluctuations, en particulier aux petites échelles. Là encore, l'impact sur le spectre de puissance est substantiel et va donc en modifier la forme.

D'autres raffinements peuvent être apportés à l'analyse, comme par exemple les effets dus à la présence d'une composante de matière noire chaude telle que les neutrinos massifs, la prise en compte de la radiation non pas sous la forme d'un fluide mais avec une approche cinétique ou bien la dépendance avec les conditions initiales des perturbations, isocourbures ou adiabatiques (Liddle & Lyth 1993). Ces effets restent néanmoins d'ordre secondaire et l'évolution linéaire des perturbations de densité de la matière noire est décrite par les comportements présentés ici. Pour autant, leur impact sur le spectre des fluctuations fournit un moyen fort de contraindre le contenu énergétique de l'Univers et sa dynamique.

Au final, il est plus simple de subsumer l'évolution linéaire et tous les processus qui brisent l'invariance d'échelle du spectre primordial dans ce qu'on appelle la fonction de transfert (Eisenstein & Hu 1998) :

$$T(k) = \frac{\delta(k, z=0)}{\delta(k, z=\infty)} \frac{\delta(0, z=\infty)}{\delta(0, z=0)} \quad (2.19)$$

Elle permet de relier le spectre primordial P_0 au spectre de puissance de la matière actuel, $P(k) = P_0(k)T^2(k)$. Le rapport des contrastes pris en $k \rightarrow 0$ correspond aux très grandes longueurs d'onde pour lesquelles les actions causales (effets de la pression et du couplage avec les baryons) n'existent pas. $T(k)$ donne donc le rapport entre les perturbations réelles et celles que l'on aurait mesurées en l'absence de ces phénomènes liés au caractère sub-Hubble des modes considérés.

La forme grossière de la fonction de transfert peut se déduire des considérations précédentes sur l'évolution d'une perturbation. Si l'on néglige l'effet des baryons, alors nous venons de voir que la seule échelle qui entre en jeu pour l'évolution du contraste de densité de matière noire est la taille de l'horizon à l'époque de

l'équivalence, de taille comobile $k_{eq}^{-1} \sim cH_0^{-1}(\Omega_{m,0}z_{eq})^{-1/2} \sim 20(\Omega_{m,0}h^2)^{-1}$ Mpc. Pour les modes de grande longueur d'onde, $k \ll k_{eq}$, le contraste évolue comme $\delta(a) \propto D(a) \propto a^2$ pendant l'ère dominée par la radiation, soit une fonction de transfert $T(k) \sim 1$. A l'inverse, les modes $k \gg k_{eq}$ devenus sub-hubble avant l'équivalence voient leur contraste de densité gelé. Leur amplitude relative par rapport aux modes de grandes longueurs d'onde est donc diminuée d'un facteur $(k_{eq}/k)^2$, soit $T(k) \sim (k_{eq}/k)^2$.

Pour obtenir la fonction de transfert exacte, il faut faire appel à des simulations numériques. Il existe néanmoins des ajustements analytiques de ces simulations qui peuvent être utilisés pour calculer $T(k, z)$ (Bardeen et al. 1986; Eisenstein & Hu 1998). Ils s'expriment comme des fonctions du paramètre $q = k/(\Gamma \text{ Mpc}^{-1})$. Le paramètre de forme Γ dépend de la situation considérée. En présence uniquement de matière noire froide, $\Gamma = \Omega_{m,0}h^2$ et la fonction de transfert ne dépend que dans la densité de matière noire. Si les baryons sont inclus, la forme de la fonction de transfert diffère quelque peu (Peacock & Dodds 1994), un effet reproductible avec $\Gamma = \Omega_{m,0}h^2 \exp[-\Omega_{b,0}(1 + \sqrt{2}h/\Omega_{m,0})]$ (Sugiyama 1995).

A ce niveau, nous sommes capable d'évaluer l'évolution linéaire du spectre des fluctuations de densité et d'en calculer la forme grâce à la fonction de transfert. La seule inconnue qui reste concerne sa normalisation. En effet, jusqu'à présent nous n'avons considéré que la croissance d'une perturbation initiale. La question est donc de savoir l'amplitude des fluctuations primordiales avant que celles-ci ne commencent à évoluer.

Généralement, cette normalisation est déterminée par la mesure de σ_8 , la dispersion du spectre de puissance lissé dans par une fenêtre "top-hat" de rayon 8 Mpc. La raison d'un tel choix vient du fait que la dispersion observée à cette échelle dans le comptage de galaxies est de l'ordre de l'unité (Davis & Peebles 1983). Or la croissance d'une perturbation de densité sera linéaire jusqu'à $\delta \sim 1$, moment qui va dépendre de l'amplitude initiale de la fluctuation. D'où le choix de normaliser le spectre initial de sorte à retrouver une dispersion égale à 1 dans les observations actuelles de sa partie linéaire. Si on reprend l'expression de la fluctuation de masse $\delta M/M$ en fonction de σ^2 , l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance $P(k) \propto k^n$ et le taux de croissance linéaire, alors on obtient la relation

$$\sigma(M, z = 0) = \frac{D(z = 0)}{D(z)} \sigma(M, z) = \sigma_8 \left(\frac{M}{M_8} \right)^{-(n+3)/6} \quad (2.20)$$

qui permet de relier σ_8 à la dispersion du spectre à n'importe quelle échelle de masse et à tous les *redshifts*. Avec l'indice spectral n et le paramètre de forme Γ , cette dispersion σ_8 constitue donc le troisième paramètre qui permet de caractériser la partie inhomogène de l'Univers.

Pour estimer ces paramètres, diverses observations donnent une mesure du spectre $P(k)$ à différentes échelles (Tegmark & Zaldarriaga 2002) :

- le fond diffus cosmologique (FDC par la suite) : comme nous le verrons dans la section suivante, les fluctuations de température de ce rayonnement cosmique possèdent un spectre de puissance qui peut se relier au spectre des perturbations primordiales *via* une fonction de transfert spécifique. Si on suppose que

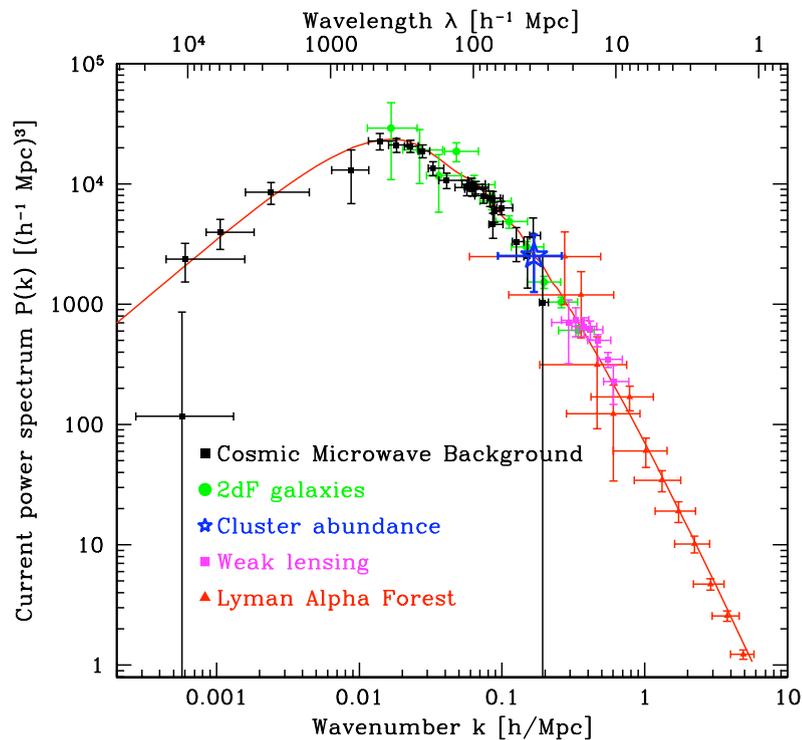


Fig. 2.1: Spectre de puissance actuel de la matière (Tegmark & Zaldarriaga 2002). Diverses observations fournissent des contraintes sur ce spectre de puissance $P(k)$ avec une bonne précision ce qui permet d'estimer les paramètres cosmologiques sous-jacents.

la fonction de transfert de la matière est connue, alors la mesure du spectre du fond diffus peut s'exprimer comme une fonction du spectre de puissance actuel de la matière.

- les grands échantillons de galaxies : la position de ces galaxies (sur le ciel ou tri-dimensionnelle si le *redshift* est connu) donne accès à une estimation de leur fonction de corrélation introduite précédemment. Celle-ci reflète la manière dont les galaxies se regroupent à différentes échelles de distances et donc est naturellement reliée au spectre de puissance de la matière. Il faut cependant prendre en compte la probabilité que ces objets possèdent un comportement différent de la distribution de matière sous-jacente, ce qui s'exprime par le paramètre de biais $b(k)$. Cette incertitude complique sensiblement la tâche en particulier aux petites échelles là où la mesure de la fonction de corrélation est plus sensible à la répartition des galaxies au sein de halos de matière noire individuels plutôt qu'à la distribution de celle-ci. Aux plus grandes échelles, différents modèles prédisent un paramètre de biais invariant d'échelle ce qui simplifie le problème.
- l'abondance des amas de galaxies : le modèle de formation des structures donne un cadre théorique pour modéliser la distribution des amas de galaxies. En particulier, nous verrons qu'il est possible de déterminer leur fonction de masse, c'est-à-dire leur abondance en fonction de l'échelle de masse. Bien évidemment, cette abondance va dépendre de la quantité de matière disponible et de la normalisation du spectre de puissance. L'analyse de grands échantillons d'amas

- fournit ainsi une contrainte dégénérée sur le couple $(\Omega_{m,0}, \sigma_8)$ qui se traduit par un point de mesure sur le spectre actuel $P(k)$.
- l’effet de lentille gravitationnelle faible produit par la distribution de matière à grande échelle : cette méthode, qui sera détaillée dans le chapitre suivant, utilise le cisaillement cosmique, la déformation statistique de la forme des galaxies. On peut montrer qu’il existe une relation entre le spectre de puissance de la matière et le spectre de puissance de la convergence cosmique (densité projetée), elle-même reliée au cisaillement qui est mesurable.
 - la forêt *Lyman- α* dans le spectre lumineux de quasars lointains : la présence le long de la ligne de visée de gaz d’hydrogène neutre dans des régions sur-denses génère une série de lignes d’absorptions dans le spectre de ces objets. Celles-ci permettent de caractériser la distribution du gaz à l’échelle cosmique, distribution qui peut être modélisée à partir du spectre de puissance de la matière et des phénomènes physiques associés au gaz.

Toutes ces données permettent de reconstruire le spectre $P(k)$ sur plusieurs ordres de grandeurs (figure 2.1) et qui peut être ajusté par des spectres théoriques générés avec les équations précédents afin de contraindre les paramètres libres sous-jacents.

Comme nous disposons d’hypothèses sur le champ primordial des fluctuations de densité de la matière et que nous sommes capable de prédire l’évolution d’une sur-densité au cours du temps cosmique, on peut non seulement prévoir les propriétés de la distribution des inhomogénéités de masse dans l’Univers avec son spectre de puissance $P(k)$ mais aussi estimer la manière dont les structures massives vont se former, du moins dans le régime linéaire.

Pour cela, reprenons le comportement de la fonction de transfert aux 2 extrêmes du spectre, $T(k) \sim 1$ pour $k \ll k_{eq}$ et $T(k) \sim ((k_{eq}/k)^2)$ pour $k \gg k_{eq}$. En terme de fluctuation de masse $\delta M/M$ après lissage par la fenêtre "top-hat", cela donne $\delta M/M \sim C^{ste}$ aux petites échelles et $\delta M/M \sim M^{-2/3}$ aux grandes échelles, en ayant supposé un spectre initial avec $n = 1$. Autrement dit, la formation des structures dans un Univers de matière froide suit une progression hiérarchique où les structures de petite échelle évoluent plus rapidement et atteignent le régime non-linéaire avant celles de grande échelle. Ces dernières se forment donc par accrétion de structures de plus petite taille. Ce scénario hiérarchique sera largement utilisé par la suite comme cadre de travail afin d’étudier les amas de galaxies.

Une propriété de ce modèle de formation est que la seule échelle qui entre en jeu est la masse contenue dans la perturbation qui va déterminer l’instant à partir duquel l’évolution sous l’action du potentiel gravitationnel de la matière noire devient non linéaire pour former un halo virialisé. Un objet de masse M se forme donc à un *redshift* z et se compose d’objets de masse inférieure eux-mêmes virialisés à un *redshift* plus grand à partir d’objet de masse encore inférieure et ainsi de suite jusqu’à remonter aux premiers objets formés (dont la masse peut être estimée, voir par exemple Tegmark et al. (1997)).

La formation hiérarchique des structures nous dit qu’à un *redshift* donné, les objets virialisés ne peuvent dépasser une certaine masse limite au delà de laquelle la croissance linéaire domine l’évolution de la perturbation initiale. A partir des relations précédentes, on peut estimer l’évolution avec le *redshift* de cette masse

caractéristique (Kaiser 1986). Pour cela, considérons une perturbation de masse M au *redshift* z . Un objet se virialise à cette échelle sous la condition $\sigma(M, z) \simeq 1$. Cette échelle de masse peut se ramener à l'échelle de masse inférieure M_i qui correspond à la limite supérieure des objets qui atteignent le régime non linéaire avant, en $z_i > z$: $\sigma(M, z) = \sigma(M_i, z) \times (M/M_i)^{-(n+3)/6}$ si on suppose un spectre de puissance initial $P(k) \propto k^n$. Si on suppose d'autre part que l'Univers est dominé par la matière, alors l'extrapolation linéaire des perturbations nous donne $\sigma(M_i, z) = \sigma(M_i, z_i) \times (1+z_i)/(1+z)$ avec $\sigma(M_i, z_i) \simeq 1$ par définition. La condition $\sigma(M, z) \simeq 1$ qui caractérise l'époque à laquelle une perturbation de masse M forme un objet virialisé devient donc

$$\left(\frac{1+z_i}{1+z}\right) \times \left(\frac{M}{M_i}\right)^{-(n+3)/6} = 1 \quad (2.21)$$

soit $M \propto (1+z)^{-6/(n+3)}$. Vu que $n > -3$, cette relation montre bien que les objets les plus massifs vont se former en dernier.

Comme toutes les grandeurs d'un objet telles sa température ou sa luminosité X peuvent se relier à sa masse, leur évolution va également dépendre uniquement du *redshift* considéré et par exemple la température va évoluer comme $T \propto (1+z)^{(n-1)/(n+3)}$ (Kaiser 1986). Autrement dit, les objets de toutes masses sont sensés avoir des grandeurs caractéristiques ayant évoluées de manière indépendante de l'échelle de masse considérée et doivent donc présenter des propriétés similaires. Cet aspect constitue également un point très important du modèle hiérarchique.

Dans le cas qui nous intéresse, nous verrons plus loin que cette similarité des amas de galaxies conduit à l'existence de "lois d'échelle" qui correspondent aux relations entre les différentes propriétés d'un amas en ayant pris compte de l'évolution de leur valeur caractéristique présentée ci-dessus. Nous verrons que ces relations sont fondamentales pour l'étude des amas, tant au niveau de l'analyse de leur propriétés physiques que de leur utilisation comme contrainte cosmologique.

2.1.5 Le paradigme Λ CDM

Pour résumer, la construction d'un modèle cosmologique conduit à un ensemble de paramètres libres dont les valeurs doivent être ajustées de sorte à reproduire les diverses observations disponibles.

Un premier groupe de ces paramètres cosmologiques caractérise le comportement global de l'Univers et comprend la constante de Hubble H_0 , les différentes densités actuelles, $\Omega_m h^2$, $\Omega_b h^2$ (baryons), $\Omega_r h^2$, Ω_Λ et pour finir le paramètre w qui étend le concept de constante cosmologique $w = -1$ à des modèles plus exotiques d'énergie noire.

Le second ensemble de paramètres à considérer sont ceux associés à la partie inhomogène de l'Univers, σ_8 et n la normalisation et la pente du spectre de puissance des fluctuations de densité. Le paramètre de forme Γ n'est pas un paramètre libre dans les modèles standards de matière noire froide mais peut être traité comme tel pour servir de vérification.

Les moyens observationnels de contraindre ces paramètres sont multiples, les principaux étant :

- *le FDC* : un des succès majeurs de la théorie du big bang chaud a été la prédiction par Alpher & Herman (1948) puis la découverte par Penzias & Wilson (1965) de ce rayonnement qui constitue la "première image" de l'Univers âgé alors de seulement 380 000 ans. En ces temps reculés, l'Univers est suffisamment dense et chaud pour que les baryons soient totalement ionisés et les photons en perpétuelle interaction de sorte qu'ils ne peuvent "voyager" librement à travers ce plasma. L'Univers qui poursuit son expansion se refroidit et les atomes commencent à se former : les électrons se "recombinent" aux noyaux ce qui entraîne un gel des diffusions Thomson et un découplage du mélange photons-baryons se produit rapidement après, à un *redshift* de l'ordre de 1100. Ce découplage s'associe à une surface de dernière diffusion (en réalité il s'agit d'une coquille d'une certaine épaisseur) : le libre parcours moyen des photons augmente brutalement et ceux-ci peuvent se propager librement à travers l'espace, créant ainsi l'image observée aujourd'hui. Du fait de l'expansion de l'espace, aujourd'hui ce rayonnement se mesure à des longueurs d'onde micrométriques (typiquement 3 mm ou 100 GHz) et correspond avec une très grande précision au spectre d'un corps noir de température $T = 2.725 \pm 0.002$ K (Mather et al. 1999). Une analyse plus précise de la distribution spatiale de ce rayonnement révèle la présence d'anisotropies qui peuvent être associées à différents mécanismes. Celles qui nous intéressent ici sont les plus faibles, des fluctuations de température de l'ordre de 10^{-5} qui ont été générées par la distribution de matière au moment du découplage : les régions de la surface de dernière diffusion plus denses étaient plus chaudes et présentaient un potentiel gravitationnel plus élevé impliquant un effet Einstein (décalage vers le rouge) plus important. La forme du spectre de puissance de ces fluctuations mesurées sur la voûte céleste permet alors de contraindre la distribution de matière de cette surface de dernière diffusion. Comme nous l'avons vu précédemment, la théorie de l'évolution linéaire des fluctuations primordiales permet d'estimer le spectre de puissance de la matière au cours du temps, et donc au moment du découplage. Sans rentrer dans le détail de la physique du FDC (voir par exemple Hu (1995); Durrer (2001); Kosowsky (2002)), je me contenterai ici d'évoquer le couplage baryons-radiation. Nous avons vu que les modes sub-Hubble sont affectés par des ondes acoustiques, résultat de la compétition entre pression de radiation et compression gravitationnelle. Au moment du découplage, comme les photons n'interagissent plus avec les baryons, les ondes sonores se stoppent : les derniers modes à entrer en résonance sont ceux de longueur d'onde égale à la taille de l'horizon sonore au découplage. Leur amplitude est alors maximale et cette échelle caractéristique se traduit par la présence d'un pic dans le spectre de puissance du FDC.

La mesure de ce spectre des fluctuations de température constitue probablement l'outil cosmologique le plus important à l'heure actuelle. Grâce au satellite *WMAP*, Spergel et al. (2003) ont posé les bases du modèle Λ CDM le plus utilisé, amélioré par Komatsu et al. (2009) avec les données WMAP-5 et encore plus récemment par Larson et al. (2010) avec les données WMAP-7. Pour confronter les observations avec la théorie, des spectres synthétiques doivent être générés, ce qui implique l'utilisation de la majeure partie des pa-

paramètres cosmologiques ainsi que la prise en compte de nombreux phénomènes physiques pre- et post-recombinaison qui en altèrent la forme. Tout ceci rend l'utilisation du spectre entier du FDC assez complexe, notamment du point de vue statistique avec la présence de nombreuses dégénérescences.

Il existe néanmoins un moyen simple et rapide d'estimer certains paramètres sans passer par l'ajustement du spectre entier. Il consiste à utiliser l'échelle angulaire du premier pic observé (Page et al. (2003) par exemple). Ce pic associé au couplage photons-baryons se situe dans le spectre au mode qui correspond au rapport entre la taille de l'horizon sonore au moment du découplage et la distance angulaire à la surface de dernière diffusion. La position de ce pic fournit une contrainte géométrique qui dépend de $H(z_{FDC})$ et donc donne une estimation dégénérée des paramètres cosmologiques intervenant dans H (Wang & Mukherjee 2006; Davis et al. 2007; Elgarøy & Multamäki 2007).

- *oscillations acoustiques baryoniques* : l'échelle de l'horizon sonore r_s au moment du découplage matière-rayonnement n'est pas seulement visible dans le spectre de puissance du FDC. Elle se caractérise également par un pic dans le spectre de puissance des galaxies, signature détectable dans l'observation de larges échantillons. L'échelle angulaire correspondante est donc fonction de la taille de cet horizon et de la distance effective $D_V(z)$ qui combine dilatation radiale et dilatation transverse (Eisenstein et al. 2005) :

$$D_V(z) = \left[(1+z)^2 D_A^2(z) \frac{cz}{H(z)} \right]^{1/3} \quad (2.22)$$

Les dernières mesures réalisées avec les catalogues *Two-Degree Field Galaxy redshift Survey* (2dFGRS) et *Sloan Digital Sky Survey Data Release 7* (SDSS7) par Percival & White (2009) donnent des rapports de distances $r_s/D_V(z=0.2) = 0.1905 \pm 0.0061$ et $r_s/D_V(z=0.35) = 0.1097 \pm 0.0037$ respectivement. Cette contrainte sera référée par la suite par l'acronyme BAO (*Baryon Acoustic Oscillations*).

Comme pour le FDC, il est possible soit d'utiliser tout le spectre, soit de se restreindre uniquement à la position du pic et de l'utiliser comme test géométrique. Là aussi on obtient des contraintes dégénérées puisque c'est un test purement géométrique. Cependant il fait intervenir une distance effective $D_V(z)$ différente de la distance angulaire à la surface de dernière diffusion utilisée pour la contrainte du FDC. De plus, les mesures sont effectuées à des *redshifts* différents. Ce test fait donc appel à une autre fonction de $H(z)$ par rapport au FDC. Il en découle des dégénérescences différentes qui peuvent être brisées en les combinant entre elles et ainsi sensiblement améliorer l'estimations des paramètres cosmologiques.

- *supernovae* : les distances des supernovae de type Ia lointaines ont fourni la première évidence de la présence d'une énergie noire accélérant l'expansion de l'Univers (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999). Là encore, ce sont des contraintes géométriques (distances lumineuses) et donc dégénérées. Cependant, grâce à leur grand nombre, plus de 400, et à la gamme de *redshifts*

courverte, ces chandelles standards cosmologiques fournissent des contraintes très précises et réduisent l'incertitude finale aux erreurs systématiques associées à la problématique. Pour plus de détails sur celle-ci, voir par exemple Frieman et al. (2008).

- *supernovae proches* : leur relation magnitude-*redshift* permet de contraindre fortement la constante du Hubble H_0 . Avec 240 supernovae proches ($z < 0.1$), Riess et al. (2009) obtiennent $H_0 = 74.2 \pm 3.6 \text{ km.s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$.
- *amas de galaxies* : leur abondance fait intervenir le volume co-mobile, des distances angulaires, les propriétés du spectre de densité initial et la fonction de croissance des fluctuations (Haiman et al. 2001), ce qui en font un test cosmologique puissant notamment pour contraindre l'équation d'état de l'énergie noire. Cette utilisation des amas de galaxies sera détaillée plus loin. Voir aussi Vikhlinin et al. (2009b); Mantz et al. (2008) pour des contraintes obtenues en combinant les amas avec le FDC, le BAO et les SN lointaines (figure 2.2).
- *délai temporel* : Refsdal (1964) ont montré qu'une mesure précise du délai temporel (voir section 3) entre des images multiples d'une même source produites par effet de lentille gravitationnelle forte permet de déterminer des échelles de distance absolue et donc fourni un autre test géométrique (par exemple Suyu et al. (2009)). De tels systèmes permettent également de mesurer H_0 avec une précision de l'ordre de 10% (Koopmans et al. 2003).
- *cisaillement cosmique* : les effets de lentilles gravitationnelles produits par la distribution de matière à grande échelle permettent de caractériser celle-ci qui est liée directement à l'histoire de la formation et évolution des structures. Une mesure de ce cisaillement cosmique apporte donc des informations sur la distribution de la matière dans l'Univers, soit des contraintes dégénérées sur le couple (Ω_m, σ_8) (voir chapitre suivant pour quelques détails supplémentaires, Bartelmann & Schneider (2001); Refregier (2003) pour des revues sur le sujet, Massey et al. (2007); Fu et al. (2008); Schrabback et al. (2010) pour des exemples de contraintes obtenues).
- *spectre de puissance de la matière* : nous avons vu précédemment que diverses observables permettent d'estimer le spectre sur plusieurs ordres de grandeur ce qui fournit de fortes contraintes sur les paramètres cosmologiques responsables de sa forme et de sa normalisation (Tegmark & Zaldarriaga 2002).

L'accumulation d'observations toujours plus précises tend à favoriser une solution unique appelée modèle de concordance ou modèle ΛCDM (*Cold Dark Matter*). L'Univers serait plat et en expansion accélérée sous l'action d'une énergie noire équivalente à une constante cosmologique. Les fluctuations primordiales du champ de densité seraient gaussiennes, adiabatiques et invariantes d'échelle. L'Univers semble être composé principalement d'énergie noire, la matière qui ne représenterait que $\sim 30\%$ du budget total en énergie serait composée à hauteur de seulement $\sim 5\%$ de matière baryonique. Le reste serait sous la forme d'une matière noire froide, non-

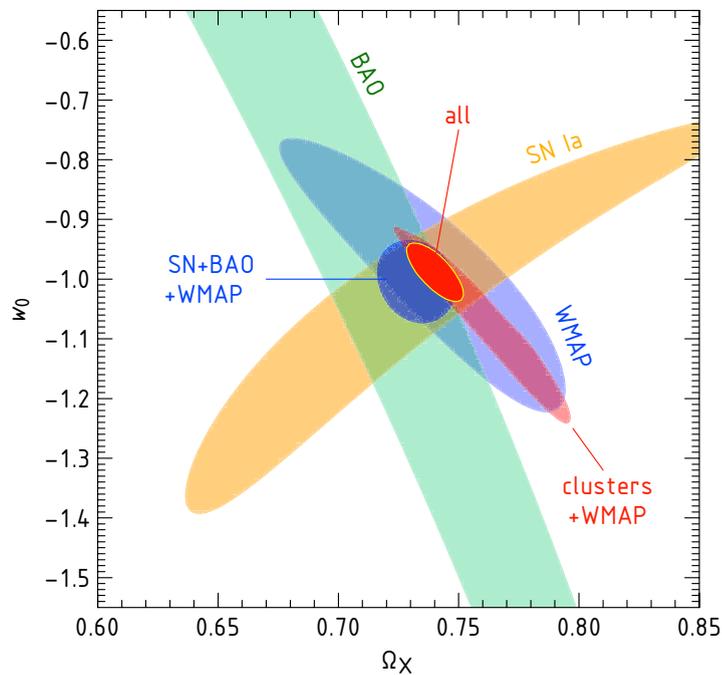


Fig. 2.2: Exemple de contraintes cosmologiques combinées, ici sur les paramètres de l'énergie noire pour un Univers plat. Les dégénérescences associées à chaque observation sont différentes et leur combinaison réduit sensiblement l'intervalle de confiance final. Le modèle favorisé par les contraintes sur le BAO, le FDC, les amas de galaxies et les supernovae correspond à une constante cosmologique qui domine le contenu en énergie de l'Univers à hauteur d'environ $\sim 70\%$. D'après Vikhlinin et al. (2009b).

relativiste, dont la nature reste à déterminer.

La table 2.1 regroupe les toutes dernières estimations des principaux paramètres cosmologiques obtenues par Komatsu et al. (2010) en combinant différents jeux de données et pour une paramétrisation de l'équation de l'énergie noire $w(a) = w_0 + w_a(1 - a)$ (Chevallier & Polarski 2001; Linder 2003).

2.2 De la découverte du premier amas aux grands relevés actuels

La première référence écrite qui rapporte l'observation d'un amas de galaxies est à mettre au crédit de l'astronome français Charles Messier (Messier 1784) en 1784. Dans son *Catalogue des nébuleuses et des amas d'étoiles que l'on découvre parmi les étoiles fixes, sur l'horizon de Paris* il y liste quelques 103 nébuleuses dont 30 sont actuellement identifiées comme des galaxies¹. La forte concentration de nébuleuses qu'il observa alors dans la constellation de la Vierge constitue la première observation d'un amas de galaxies, l'amas de la Vierge. L'année suivante, Wilhelm Hershel

¹seulement 13 de ces 30 galaxies font en réalité partie de l'amas de la Vierge (Binggeli et al. 1985)

Tab. 2.1: Résumé des paramètres cosmologiques principaux du modèle Λ CDM. WMAP : ajustement du FDC obtenu par la compilation des 7 années de mesure de WMAP (Larson et al. 2010). BAO : mesures de distances obtenues par (Percival & White 2009). SN : ajustement de la relation distance-luminosité de l'échantillon *Constitution* de supernovae de type Ia (Hicken et al. 2009). H_0 : mesure de la constante de Hubble par (Riess et al. 2009). LRG : spectre de puissance des *Luminous Red Galaxies* (Reid et al. 2010). $D_{\Delta t}$: mesure de la distance *time-delay* de la lentille B1608+656 à $z=0.63$ (Suyu et al. 2009).

Paramètre	Moyenne $\pm 1\sigma$	Contraintes
H_0 (km/s/Mpc)	$70.4^{+1.3}_{-1.4}$	WMAP+BAO+ H_0
$100\Omega_b h^2$	2.260 ± 0.053	WMAP+BAO+ H_0
$\Omega_c h^2$	0.1123 ± 0.0035	WMAP+BAO+ H_0
$\Omega_m h^2$	0.1349 ± 0.0036	WMAP+BAO+ H_0
Ω_Λ	$0.728^{+0.015}_{-0.106}$	WMAP+BAO+ H_0
w (C^{ste} , $\Omega_k = 0$)	-1.08 ± 0.13 -0.980 ± 0.053	WMAP+BAO+ H_0 + $D_{\Delta t}$ WMAP+BAO+SN
Ω_k	$-0.0111^{+0.0060}_{-0.0063}$ $-0.0057^{+0.0067}_{-0.0068}$	WMAP+BAO+ H_0 + $D_{\Delta t}$ WMAP+BAO+SN
w_0 ($\Omega_k = 0$)	-0.93 ± 0.13 -0.93 ± 0.12	WMAP+BAO+ H_0 +SN WMAP+BAO+SN+ $D_{\Delta t}$
w_a ($\Omega_k = 0$)	$-0.41^{+0.72}_{-0.71}$ $-0.38^{+0.66}_{-0.65}$	WMAP+BAO+ H_0 +SN WMAP+BAO+SN+ $D_{\Delta t}$
σ_8	0.809 ± 0.024	WMAP+BAO+ H_0
n_s	0.963 ± 0.012	WMAP+BAO+ H_0
$z_{equivalence}$	3209^{+85}_{-89} 3240 ± 90	WMAP+BAO+ H_0 WMAP+LRG+ H_0
$z_{reionisation}$	10.4 ± 1.2	WMAP+BAO+ H_0
t_0 (19^9 ans)	13.75 ± 0.11	WMAP+BAO+ H_0

rapporte un nombre remarquable de nébuleuses dans la constellation de Coma Berenices (Herschel 1785), connu aujourd'hui sous le nom de l'amas de Coma.

Dans les années qui suivirent, à mesure que les techniques d'observation s'améliorent, les découvertes optiques d'amas s'accumulent (voir par exemple Biviano (2000) pour un historique détaillé de ces découvertes), notamment grâce aux travaux de George Abell et de ses collaborateurs et la création de leurs catalogues qui regroupent la majeure partie des amas proches connus aujourd'hui (Abell 1958; Abell et al. 1989). G. Abell jeta les bases des techniques modernes de détection des amas à partir d'observations optiques. Sur les plaques photographiques du Palomar Sky Survey, il sélectionna les candidats au titre d'amas de galaxies de la manière suivante. Tout d'abord, il estime la distance d'une concentration de galaxies à partir de la magnitude apparente de son dixième membre le plus lumineux. Ensuite il compte le nombre de galaxies situées dans un rayon projeté fixe et de luminosité plus brillante qu'une certaine magnitude limite. Après avoir corrigé le nombre de galaxies ainsi sélectionnées du niveau de fond, il sélectionne pour son catalogue les amas ayant un excès net d'au moins 50 galaxies plus brillantes que la magnitude limite. Zwicky et collaborateurs (Zwicky 1966) ont étendu cette technique aux amas plus pauvres en utilisant des critères de sélection moins stricts et établirent un autre catalogue d'amas proches, le *Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies* (CGCG).

Les techniques actuelles de détection optique des amas de galaxies étendent et affinent la méthode d'Abell (par exemple Lumsden et al. (1992); Postman et al. (1996); Dalton et al. (1997)), avec souvent un gain d'information grâce aux couleurs des galaxies comme par exemple Gladders & Yee (2000); Bahcall et al. (2003); Nichol (2004). En effet, comme nous le verrons plus loin, une grande partie des galaxies membres d'un amas se situent dans une zone bien définie sur un diagramme couleur-magnitude, la séquence des elliptiques. Cette caractéristique des amas de galaxies fournit un moyen rapide et efficace pour construire de large échantillons sur de grandes surfaces du ciel comme par exemple les quelques 1000 amas du catalogue *Red sequence Cluster Survey* (Gladders & Yee 2005).

Les étoiles contenues dans les galaxies au sein des amas ne représente qu'une petite partie de la composante baryonique de ces derniers. La majeure partie des baryons se trouvent dans un gaz intra-amas sous la forme d'un plasma chauffé à très haute température. Limber (1959) suggéra le premier que le mécanisme de formation des galaxies ne peut être efficace à 100%, laissant une fraction du gaz originel sous cette forme au sein des amas. De plus il avance l'hypothèse de collisions entre galaxies conduisant à la perte d'une partie de leur gaz. Il en conclut la présence d'un gaz diffus dans lequel baignent les galaxies d'un amas. L'idée que ce gaz émette un rayonnement détectable en découle naturellement. Dès lors, l'émission X diffuse des amas de galaxies peut servir à leur détection.

La première détection d'une source X associée à un amas est à mettre au crédit de Byram et al. (1966) avec M 87, la galaxie géante au centre de l'amas de la Vierge. La même année, Boldt et al. (1966) déclare avoir détecté en X l'amas de Coma, mais il s'avèrera dès l'année suivante avec Friedman & Byram (1967) que cette détection était fautive. Cependant, les travaux de Boldt et al. (1966) inspirèrent Felten et al. (1966) pour les conduire à une estimation théorique correcte,

à savoir qu'un gaz diffus et thermalisé au sein de l'amas de Coma devrait avoir une température $T \simeq 7 \times 10^7$ K et donc émettre dans la gamme X du spectre électromagnétique par rayonnement de bremsstrahlung thermique.

Il faut attendre 1971 pour la première détection de l'émission X diffuse de l'amas de Coma par Meekins et al. (1971) grâce aux observations d'une fusée *Aerobee* 150 et par Gursky et al. (1971) avec le satellite *Uhuru*. Solinger & Tucker (1972) mettent en lumière une corrélation entre la luminosité X d'un amas et la dispersion de vitesse de ses galaxies, corrélation attendue si le gaz est thermalisé et en équilibre avec le potentiel gravitationnel de l'amas. Ils confortent ainsi l'origine et la nature diffuse de l'émission X des amas. Cette interprétation continua d'être supportée par le manque d'observation d'une composante dure de l'émission X (>20 keV) pour les amas de Coma et Persée (Scheepmaker et al. 1976). La nature thermique de cette émission fut définitivement confirmée par Mitchell et al. (1976) et Mitchell & Culhane (1977) avec la détection de la raie du fer, 6.4 keV à $z = 0$, dans les amas de Persée et du Centaure.

Comme le rayonnement bremsstrahlung est fonction du carré de la densité du gaz, la brillance du surface X des amas de galaxies est très piquée dans les régions où la densité du gaz est la plus importante. L'émission X d'un amas est très contrastée par rapport aux régions moins denses et donc se révèle être un outil performant pour la détection et la création de larges échantillons.

Les pionniers dans ce domaine furent Gioia et al. (1990b) avec le *Einstein Observatory* Medium Sensitivity Survey (EMSS) couvrant 700 deg^2 et la construction d'un échantillon limité en flux de 93 amas jusqu'à un *redshift* de 0.58 (Gioia et al. 1990a; Henry et al. 1992). Le lancement en 1990 du satellite *ROSAT* a permis une avancée significative dans la construction de relevés X d'amas. Le *ROSAT* All-Sky Survey (RASS, Truemper (1993)) fut ainsi la première mission d'imagerie X du ciel entier, traçant le chemin pour de larges relevés d'amas X proches sur des surfaces contiguës. Par exemple, pour l'hémisphère nord, les plus larges compilations d'amas sont le Bright Cluster Sample (BCS, Ebeling et al. (1998)) et son extension (Ebeling et al. 2000) ainsi que le Northern *ROSAT* All Sky Survey (NORAS, Böhringer et al. (2000)). Pour l'hémisphère sud, le catalogue *ROSAT*-ESO Flux LimitEd X-ray (REFLEX, Böhringer et al. (2001, 2004)) possède 452 amas indentifiés, et constitue ainsi la compilation la plus grande et homogène à ce jour. Au total, les relevés couvrent plus de 10^4 deg^2 pour plus de 1000 amas jusqu'à $z \sim 0.5$. La majeure partie de ces amas sont de nouvelles découvertes alors qu'environ un tiers ont été identifiés comme faisant partie des catalogues d'Abell ou Zwicky. Le caractère homogène de leur sélection et leur haut degré de complétude d'identifications spectroscopiques font de ces échantillons la base d'un grand nombre d'études cosmologiques utilisant les amas de galaxies.

Lancé plus récemment, le satellite *XMM-Newton* a également conduit à la création de différents catalogues d'amas. L'avantage principal de ce satellite comparé à *ROSAT* est sa limite de détection bien plus faible. Celle-ci permet d'étudier des amas bien moins massifs et plus lointains. Parmi les différents échantillons d'amas basés sur des données *XMM-Newton*, citons le Representative *XMM-Newton* Cluster Structure Survey (REXCESS, Pratt et al. (2009)) qui contient 35 amas proches sélectionnés uniquement par leur luminosité X .

Peu après la fameuse découverte du FDC, Weymann (1965, 1966) détermina la manière dont une diffusion Compton inverse peut en déformer le spectre. Lors de leur passage au travers d'un gaz chaud, les photons micro-ondes du FDC sont légèrement décalés vers des énergies plus importantes. Sunyaev & Zeldovich (1970, 1972) montrent que le gaz contenu dans les amas peut exercer une telle distorsion du spectre d'émission du corps noir caractérisant le FDC, mécanisme appelé effet Sunyaev-Zeldovich (S-Z).

L'existence de cette signature $S - Z$ des amas de galaxies dans le FDC constitue un nouveau moyen de détection de ces objets. Les premières détections sont réalisées au début des années 90 (Birkinshaw et al. 1991). Dans les années qui suivent, le signal $S - Z$ d'un plus grand nombre d'amas a pu être mesuré avec un haut niveau de confiance (Birkinshaw 1999; Carlstrom et al. 2000). Encore plus récemment, les premières images à haute résolution pour des amas précis ont été obtenues par exemple par Nord et al. (2009); Mason et al. (2010). Les premiers échantillons d'amas avec mesure du profil du milieu intergalactique ont été construits par Mroczkowski et al. (2009); Plagge et al. (2010). La première découverte d'un amas par son signal $S - Z$ est rapportée par Staniszewski et al. (2009), prouvant ainsi la capacité de cette technique à détecter de nouveaux amas.

Le premier échantillon d'amas sélectionnés en $S - Z$ a été présenté par Vanderlinde et al. (2010) : il contient 21 amas de *redshift* médian $z = 0.74$, et est complet à 100% pour une limite inférieure en masse de $M_{500} \simeq 3 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ à $z > 0.6$. Ce catalogue ainsi que la première découverte de Staniszewski et al. (2009) ont été réalisés grâce aux données du South Pole Telescope (SPT), un télescope à ondes millimétriques de 10 mètres de diamètre, localisé au pôle sud. Il est constitué de 960 bolomètres sensibles à 3 bandes de fréquences (95, 150 et 220 GHz). L'échantillon de Vanderlinde et al. (2010) se base sur les 2 régions d'environ 100 deg² observées par le SPT en 2008. Ce n'est cependant qu'une partie d'un projet en cours dont la finalité est d'observer une zone d'environ 2000 deg² afin d'y détecter un grand nombre de nouveaux amas de galaxies.

Parmi les projets en cours concernant la détection $S - Z$ d'amas, citons également la mission spatiale Planck lancée avec succès en 2009. Sa couverture spectrale est bien plus étendue que celle du SPT avec 3 bandes supplémentaires à haute fréquences (353, 545 et 857 GHz) et 3 à basses fréquences, 30, 40 et 70 GHz (Tauber et al. (2010) pour plus détails sur les caractéristiques techniques de la mission). Son relevé effectué sur toute la surface du ciel va permettre de réaliser une avancée majeure sur la précision des contraintes cosmologiques déduites des amas qui seront observés (voir par exemple Waizmann & Bartelmann (2009) pour des simulations de catalogues réalisés par Planck et l'impact sur l'estimation des paramètres cosmologiques). Une première série de résultats (détection de nouveaux amas et analyse des lois d'échelle associées) est déjà disponible : Planck Collaboration et al. (2011b,f,a,d,c,e).

Le principal avantage de la détection $S - Z$ réside dans le fait que l'intensité du signal mesuré est indépendante du *redshift* de l'amas. Contrairement aux détections optiques ou aux détections X, cette méthode a donc le potentiel de découvrir de nombreux amas à hauts *redshifts*. En effet, nous avons vu précédemment que la brillance de surface d'un objet varie comme $(1 + z)^{-4}$ et décroît donc très rapide-

ment. Aussi, seuls les amas lointains très massifs peuvent être détectés par ces 2 méthodes. C'est d'autant plus vrai pour les détections X puisque la luminosité X d'un amas de masse caractéristique M_* varie comme $L_* \propto (1+z)^{-1/2}$.

Bien que très récente, la détection $S - Z$ des amas de galaxies se révèle donc être une méthode très prometteuse.

Ces 3 techniques de détections d'amas de galaxies sont celles qui permettent la création des échantillons actuels les plus fournis et dont la fonction de sélection est la mieux connue. Cependant il existe d'autres moyens de détecter un amas de galaxies :

- grâce aux sur-densités de galaxies autours de galaxies radio, de quasars ou de noyaux actifs de galaxies (NAG par la suite) à haut *redshift*. Les recherches d'amas sont effectuées soit en infra-rouge proche, soit grâce à des filtres à bande étroite, soit en moyennant des suivis X . L'inconvénient de cette méthode et donc son incapacité à couvrir de larges zones pour détecter un maximum d'amas et donc peu adaptée au problème de l'abondance des amas et son utilisation cosmologique. Cependant, cette technique à permi de découvrir de possibles objets virialisés à $z > 1.5$ (par exemple Pascarelle et al. (1996); Dickinson (1997); Crawford & Fabian (1996); Hall et al. (1999); Venemans et al. (2002); Boris et al. (2007)).
- par effet de lentille gravitationnelle. Dans le même papier de 1937, Zwicky réalisa la possibilité de mettre à profit la déflexion de la lumière des galaxies d'arrière-plan par le potentiel gravitationnel de l'amas pour en estimer la masse. Bien que peu utilisée car gourmande en terme de qualité des données, cette méthode a le potentiel de générer de larges échantillons d'amas. Elle est en effet applicable à de grandes surfaces du ciel, comme par exemple Gavazzi & Soucail (2007); Bergé et al. (2008) sur les 4 deg² des champs *Deep* du relevé Canada-France-Hawaï Telescope Legacy Survey (CFHTLS par la suite) ou Wittman et al. (2006) sur les 20 deg² du Deep Lens Survey. L'avantage de cette méthode comparée aux autres est qu'elle n'est sensible qu'à la masse totale projetée et non pas à la composante baryonique uniquement comme dans le cas des détections optiques, X et $S - Z$ d'amas. Ainsi, cette technique peut en théorie permettre de découvrir des halos de matière noire qui ne sont pas encore virialisés et pour lesquels le gaz intra-amas n'est pas encore suffisamment chauffé pour être détectable en X ou en $S - Z$. Weinberg & Kamionkowski (2002) proposent qu'environ 20% des amas sélectionnés en *lensing* seraient dans ce cas et donc non visible par les satellites X actuels. De telles "lentilles noires" semblent avoir été découvertes (par exemple Erben et al. (2000); Koopmans et al. (2000); Umetsu & Futamase (2000); Miralles et al. (2002)) prouvant ainsi la force de cette méthode de détection.
- grâce aux galaxies ayant des lobes radios courbés. De tels objets sont souvent associés à un milieu intra-amas dense et donc sont théoriquement un bon traqueur des environnement d'amas riches (par exemple Blanton et al. (2001)).
- grâce aux sur-densités d'objets dans de grands relevés de *redshifts* pho-

tométriques (par exemple Adami et al. (2010) avec le relevé CFHTLS). Cette méthode rejoint les méthodes classiques de détections optiques d'amas mais a le potentiel d'étendre la découverte d'amas moins massifs, moins riches et à plus haut *redshifts*, amas pour lesquels la sequence des elliptiques est difficilement détectable.

2.3 Composante matière noire

2.3.1 Un modèle simple de formation d'un halo

Comme nous l'avons vu précédemment, après le Big Bang, l'Univers n'est pas homogène, les fluctuations quantiques primordiales ayant été transformées en fluctuations de densité *via* le mécanisme d'inflation. L'évolution de ces perturbations jusqu'à la formation d'objets virialisés est loin d'être triviale si l'on prend en compte tous les effets qui entrent en jeu.

Il existe néanmoins un modèle simplifié de formation et d'évolution d'un halo de matière noire, celui d'une perturbation de densité $\delta = (\rho - \bar{\rho})/\bar{\rho} \ll 1$ constante s'effondrant gravitationnellement de façon sphérique (modèle "top-hat", (Gunn & Gott 1972)). Ce modèle est la suite logique de l'évolution des perturbations décrite précédemment puisqu'elle se base sur les propriétés de l'évolution du spectre primordial invariant d'échelle caractérisé par sa variance en masse lissée sur une échelle donnée par une fenêtre "top-hat".

La situation de départ est donc la suivante : dans un Univers homogène, isotrope, de courbure nulle, en expansion et dominé par la matière, on considère une sphère de densité homogène supérieure à la densité moyenne de l'Univers. Le théorème de Gauss nous permet de ne pas nous soucier à ce niveau du profil interne de densité, la dynamique d'une sphère étant seulement fonction de sa densité moyenne. La cosmologie environnante est donc celle d'un Univers EdS. Une propriété utile ici des équations de Friedmann réside dans le fait qu'elles sont également valides pour décrire l'évolution gravitationnelle d'une masse Newtonienne sphérique (voir Peacock (1999)). Du fait de la sur-densité, l'équation appropriée est donc celle décrivant l'expansion d'un Univers isotrope, homogène et fermé ($\Omega_m = 1 + \delta$) :

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho R^2 - kc^2 \quad (2.23)$$

où R , le rayon de la sphère sur-dense évolue de la même manière que le facteur d'échelle $a(t)$ d'un Univers fermé.

En introduisant l'équivalent du temps conforme $d\eta = cdt/R(t)$ et en supposant que $\rho(t) = \rho_0 R_0^3/R^3$, on a alors :

$$\left[\frac{d}{d\eta} \left(\frac{R}{R_*} \right) \right]^2 = 2 \left(\frac{R}{R_*} \right) - \left(\frac{R}{R_*} \right)^2 \quad (2.24)$$

où, pour une région sur-dense, $k=+1$ et la constante d'échelle $R_* = 4\pi G\rho_0 R_0^3/(3c^2) = GM/c^2$.

La dynamique de notre sphère est alors totalement caractérisée par le système d'équations suivant :

$$R(\eta) = R_*(1 - \cos \eta) \quad (2.25)$$

$$t(\eta) = \frac{R_*}{c}(\eta - \sin \eta) \quad (2.26)$$

pour lequel 3 étapes peuvent se distinguer : une évolution précoce, un découplage de l'expansion de l'espace-temps et enfin un effondrement gravitationnel conduisant à la formation d'un halo virialisé.

Evolution pour $\eta \ll 1$

Un développement en série de Taylor des équations précédentes autour de $\eta = 0$ permet d'exprimer le rayon de la sphère en fonction du temps selon :

$$R(t) \simeq \frac{R_*}{2} \left(\frac{6ct}{R_*} \right)^{2/3} \left[1 - \frac{1}{20} \left(\frac{6ct}{R_*} \right)^{2/3} \right] \quad (2.27)$$

Le terme d'ordre inférieur donne l'évolution de la densité :

$$\rho(t \rightarrow 0) = \frac{3M}{4\pi R^3(t \rightarrow 0)} = \frac{1}{6\pi G t^2} = \rho_0(t) \quad (2.28)$$

Il traduit simplement l'expansion de l'espace-temps et la densité de la sphère se comporte comme la densité moyenne ρ_0 d'un Univers EdS.

L'expression précédente permet également d'estimer la valeur du contraste de densité dans le régime linéaire, c'est-à-dire $\delta_{lin} \ll 1$, en utilisant le fait que dans et hors de la sphère, la densité de masse-énergie varie en R^{-3} :

$$\delta_{lin} = \frac{3}{20} \left(\frac{6ct}{R_*} \right)^{2/3} \quad (2.29)$$

Cette expression sera utile pour comparer l'évolution du contraste de densité issue de l'analyse non-linéaire avec celle extrapolant le régime linéaire. D'autre part, pour un Univers EdS le facteur d'échelle varie comme $a(t) \propto t^{2/3}$ et donc on retrouve bien le résultat de la théorie linéaire de la croissance des perturbations, à savoir $\delta \propto a$.

Découplage de l'expansion

Plus on avance dans le temps, plus l'évolution de la sphère va se découpler de celle du fond cosmologique sous l'effet de sa propre gravitation. Un examen de l'équation 2.25 renseigne immédiatement sur l'existence d'un rayon maximal atteint par la sphère, $R_{max} = 2R_*$ pour $\eta = \pi$, soit au temps $t_{max} = \pi R_*/c$. La sphère se détache alors de

l'expansion de l'espace-temps et peut commencer à s'effondrer sur elle-même. A ce stade de son évolution, on peut calculer l'augmentation de la densité par rapport au fond cosmologique :

$$1 + \delta_{non\ lin} = \frac{\rho_{max}}{\rho_0(t_{max})} = \frac{(R_*/2)^3 (6ct_{max}/R_*)^2}{R_{max}^3} = \frac{9\pi^2}{16} \simeq 5.55 \quad (2.30)$$

Au moment où la sphère stoppe son expansion, celle-ci a donc déjà une densité 5.55 fois plus grande que celle d'arrière-plan. Notons également que cette relation ne dépend pas du temps : une surdensité sphérique aura toujours une densité 5.55 fois plus grande que la densité d'arrière-plan au moment de son découplage de l'expansion.

On peut comparer ce facteur avec celui issu de l'approximation linéaire en extrapolant l'expression 2.29 au temps $t_{max} = \pi R_*/c$, $\delta_{lin} \simeq 1.08$, soit un contraste bien moins important.

Malgré son apparente simplicité, ce modèle d'effondrement sphérique se révèle donc très utile puisqu'il permet de décrire complètement l'évolution non-linéaire de perturbations individuelles de densité et de comparer avec les résultats issus de la théorie linéaire.

Effondrement et virialisation

Une fois découplée de l'arrière-plan, la sphère qui a atteint son rayon maximal commence son effondrement gravitationnel. L'évolution est alors le miroir de sa phase d'expansion jusqu'à la formation d'un trou noir en $\eta = 2\pi$, soit au temps $t_{coll} = 2\pi R_*/c$.

On a alors $\delta_{non\ lin} = \infty$ et $\delta_{lin} = (3/20)(12\pi)^{2/3} \simeq 1.68$. Un contraste de densité linéaire de ~ 1.7 correspond donc à l'époque à laquelle une perturbation à symétrie sphérique est complètement effondrée sur elle-même. Cette valeur aura son importance par la suite, lors du calcul de la fonction de masse des amas. On peut également remarquer que $t_{coll} = 2\pi R_*/c$ peut s'exprimer en fonction de la surdensité initiale $\Omega_0 = 1 + \delta_0$:

$$\begin{aligned} t_{coll} &= \frac{2\pi}{c} \frac{4\pi G}{3c^2} \rho_0 R_0^3 \\ &= \frac{\pi}{H_0} \frac{\Omega_0}{(\Omega_0 - 1)^{3/2}} \end{aligned} \quad (2.31)$$

Les régions les plus denses évolueront donc plus rapidement pour atteindre la forme virialisée, conformément au scénario de formation hiérarchique des structures.

Ce modèle atteint ici ses limites puisque que la théorie non-linéaire prévoit un contraste de densité infini et la formation d'un trou noir. Pour aller plus loin, il faut considérer le fait que dans la réalité, les processus d'accrétion ne sont pas symétriques, de même que la perturbation de densité initiale. Ainsi des condensations sur des échelles plus petites sont générées. Les forces gravitationnelles entre celles-ci produisent un potentiel gravitationnel dépendant du temps qui va convertir

une part de l'énergie d'effondrement en mouvement aléatoire des particules dont la vitesse suit une distribution Maxwellienne de température proportionnelle à la masse de la particule. Ce processus, qualifié de "relaxation violente" (Lynden-Bell 1967), prévient de l'effondrement de la perturbation en un trou noir et conduit à la place à un état thermalisé, spatialement limité et en équilibre : un halo de matière noire. Pour se reconnecter au modèle d'effondrement sphérique, on peut remarquer qu'au moment où la perturbation commence à s'effondrer, celle-ci à une énergie cinétique nulle. De plus, l'hypothèse de matière noire froide implique que son énergie thermique K est nulle également : toute son énergie est sous forme d'énergie potentielle gravitationnelle $U_{R_{max}}$. En appliquant la conservation de l'énergie et le théorème du viriel, on a alors $U_{R_{max}} = U_{vir} + K_{vir} = \frac{1}{2}U_{vir}$.

Si on fait l'hypothèse que la virialisation s'effectue de manière immédiate au temps t_{coll} , on peut alors déterminer l'énergie potentielle gravitationnelle au moment de la virialisation et la relier à celle au moment de l'effondrement pour finalement trouver la taille du halo final, $R_{vir} = R_{max}/2 = R_*$.

On obtient alors l'évolution non-linéaire du contraste de densité au temps t_{coll} :

$$1 + \delta_{vir} = \frac{\rho_{vir}}{\rho_0(t_{coll})} = \frac{(R_*/2)^3 (6ct_{coll}/R_*)^2}{R_{vir}^3} = \frac{(6\pi)^2}{2} \simeq 178 \quad (2.32)$$

Pour résumer, ce modèle simpliste prédit que l'effondrement sphérique d'une perturbation homogène de densité dans un Univers EdS se termine par la formation d'un halo de matière noire virialisé caractérisé par une densité moyenne environ 180 fois plus grande que la densité moyenne de l'Univers au moment de la virialisation (densité moyenne ou densité critique car un Univers EdS est plat).

2.3.2 Définition de la masse d'un amas de galaxies

Comme un amas de galaxies est un objet sans frontière à proprement parler, il est relativement difficile d'en déduire une masse totale. Cependant, grâce au modèle d'effondrement sphérique, nous avons vu qu'un amas virialisé se caractérise par son contraste de densité δ_{vir} . On peut donc définir de manière pragmatique le rayon de l'amas, et donc sa masse, comme étant le rayon viriel à l'intérieur duquel la densité moyenne vaut $\delta_{vir}\rho_c(z)$ (Eke et al. 1996).

Dans le cadre d'un Univers EdS, plat et sans constante cosmologique, nous avons vu que $\delta_{vir} \sim 180$. Il est possible d'étendre le modèle d'effondrement à différentes cosmologies. Par exemple, Lacey & Cole (1993) ont analysé le cas $\Omega_\Lambda = 0$ avec courbure et Eke et al. (1996) le cas d'un Univers plat avec constante cosmologique. Les expressions du contraste de densité non-linéaire au moment de la virialisation dans ces 2 situations ne sont pas analytiques. Cependant, une bonne approximation avec une précision de 1% consiste à prendre (Bryan & Norman 1998) :

$$\delta_{vir} = 18\pi^2 + 82x - 39x^2 \quad \text{pour } \Omega_R = 0 \quad (2.33)$$

$$\delta_{vir} = 18\pi^2 + 60x - 32x^2 \quad \text{pour } \Omega_\Lambda = 0 \quad (2.34)$$

où $x = \Omega(z) - 1$. Un rapide calcul montre que par exemple dans un Univers Λ CDM et pour des *redshifts* $z \sim 0.5$, $\delta_{vir} \simeq 140$.

Une autre approche pour définir la taille et la masse d'un amas consiste à se placer au rayon r_{180m} , défini comme la limite dans laquelle la densité moyenne de l'amas est égale à 180 fois la densité moyenne d'arrière-plan $\Omega_M(z)\rho_c(z)$. Cette méthode requiert néanmoins de connaître $\Omega_M(z)$ et donc la valeur des paramètres cosmologiques.

Dans la majeure partie des études d'amas de galaxies, les auteurs utilisent une approche plus simple en se plaçant à un contraste de densité fixe quelque soit le *redshift* de l'amas et calculent la masse de celui-ci dans le rayon R_Δ tel que $M_\Delta = \frac{4}{3}\pi R_\Delta^3 \Delta \rho_c(z)$. Les échelles les plus prisées sont $\Delta = 200$ et $\Delta = 500$, soit des valeurs bien plus petites que le contraste de densité viriel ($\delta_{vir} \simeq 100$ en $z=0$ pour un Univers Λ CDM). L'intérêt principal est qu'il est plus facile d'étudier les propriétés des amas dans des régions de densité plus contrastée par rapport à la densité d'arrière-plan. On peut néanmoins remarquer qu'avec cette approche, la masse intégrée dans le rayon R_Δ correspondra à différentes fractions de la masse virielle de l'amas selon le *redshift* de celui-ci puisque δ_{vir} n'est pas constant dans le modèle d'Univers Λ CDM. Cela peut donc se révéler problématique lors de l'étude de la fonction de masse des amas qui fait intervenir *a priori* la masse "totale".

Dans la suite du manuscrit, le rayon R_{200} sera assimilé au rayon viriel, sauf si la différence est explicitement notifiée. Il en sera donc de même pour la masse virielle qui sera associée à M_{200} .

2.4 Profils de masse

2.4.1 Sphère isotherme

Jusqu'à présent, nous avons supposé que les perturbations qui s'effondrent pour créer des halos étaient de densité constante, même une fois virialisées (modèle "top-hat"). On s'attend néanmoins à ce que ces halos aient des profils de densité non constants. En effet, l'observation de galaxies au sein d'amas révèle que celles-ci ont une dispersion de vitesse relativement constante avec la distance au centre de l'amas, impliquant un profil de densité massique $\rho \propto r^{-2}$. Le modèle analytique le plus simple reproduisant ce comportement est la sphère isotherme singulière (SIS par la suite), pour laquelle la dispersion de vitesses σ_v est constante et isotrope en tout point. Sa densité s'exprime (Binney & Tremaine 1987) :

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2} \quad (2.35)$$

Bien qu'incomplet car divergeant linéairement avec le rayon, $M \propto r$, ce modèle est utile pour estimer analytiquement les différentes propriétés d'un amas, de la même manière que pour le cas de la sphère uniforme du modèle "top-hat".

Il est possible d'étendre le modèle SIS à des sphères tronquées pour avoir une masse totale finie et avec rayon de coeur afin d'éviter la divergence centrale. Cette classe de modèles a été étudiée en détails par Shapiro et al. (1999). Ils montrent notamment qu'il existe une solution unique de ces modèles de masse qui réalise l'effondrement sphérique d'énergie minimale.

2.4.2 NFW

Bien que les profils de type sphère isotherme avec leur densité $\rho \propto r^{-2}$ reproduisent la distribution observée de la dispersion de vitesse des galaxies dans les amas, ils ne permettent pas de retrouver la distribution en luminosité de celles-ci. Si l'on suppose en effet que la lumière trace la masse, alors on s'attend à ce que les halos aient un profil de densité moins piqué au centre, typiquement $\rho \propto r^{-1}$ et plus pentu loin du centre, $\rho \propto r^{\alpha < -2}$. A l'échelle des galaxies, des simulations numériques à N corps à haute résolution (Dubinski & Carlberg 1991) montrent que le profil de densité correspond au profil de Hernquist (Hernquist 1990) avec une pente $\alpha = -4$ pour la partie à large distance du centre.

Une autre série de simulations numériques à haute résolution (Navarro et al. 1995, 1996, 1997) a révélé l'émergence d'un profil de densité unique, capable d'ajuster avec précision les profils simulés sur 2 ordres de grandeurs en rayon et ce pour une masse du halo couvrant 4 ordres de grandeurs, allant des galaxies naines aux amas riches. Ce profil, appelé NFW du nom de ses découvreurs, se caractérise par une densité :

$$\rho(r) = \frac{\rho_c \delta_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2} \quad (2.36)$$

où $\rho_c = 3H^2/8\pi G$ est la densité critique de l'Univers. r_s est un rayon d'échelle pour lequel la pente logarithmique du profil de densité vaut $\partial \ln \rho / \partial \ln r = -2$, et témoigne du passage de la partie douce du profil à sa partie plus pentue. δ_c est une densité caractéristique sans dimension qui sert à normaliser le profil.

Le rayon d'échelle est relié au rayon viriel par la concentration du halo, $c = R_{200}/r_s$, elle-même reliée à la densité δ_c par (expression obtenue simplement par la condition $\int_{V_{200}} \rho dV = M_{200}$) :

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \quad (2.37)$$

On peut donc réécrire le profil de densité par :

$$\rho_r = \frac{200\rho_c}{(cr/r_{200})(1 + cr/r_{200})^2} f(c) \quad (2.38)$$

Ce profil est donc proportionnel au contraste de densité déduit du modèle d'effondrement sphérique. Il se paramétrise par une normalisation, M_{200} ou R_{200} et par un paramètre de forme, la concentration c . Si on suppose une seule et même concentration pour tous les halos indépendamment de leur masse ou de leur *redshift*, on retrouve bien l'hypothèse de similarité selon laquelle ils doivent être identique du point de vue morphologique, la seule échelle en jeu étant la masse du halo.

Cependant il est assez intuitif de voir que cette hypothèse est fautive si l'on considère que la densité caractéristique δ_c "enregistre" les propriétés de l'Univers (sa densité) au moment de la création du halo. Dans le cadre de la formation hiérarchique des structures, les objets de plus petite masse se forment les premiers, à une époque où la densité de l'Univers est plus grande. On s'attend donc à ce qu'ils aient un δ_c plus important et donc une concentration plus grande.

Bien que ne représentant pas de manière formelle les processus physiques sous-jacents, il est commode d'exprimer la dépendance de la concentration avec la masse

et le *redshift* sous la forme

$$c(M, z) = A \left(\frac{M}{M_{piv.}} \right)^B (1+z)^C \quad (2.39)$$

La caractérisation précise de cette relation a fait l'objet de nombreuses études, tant basées sur des simulations numériques à N corps d'évolution d'un champ de densité de matière noire que sur des observations. Elle dépend en effet des propriétés cosmologiques de l'Univers (par exemple Dolag et al. (2004)) et donc représente un important test pour infirmer ou non le paradigme Λ CDM et contraindre les modèles de formation/évolution des structures.

Certaines études utilisent différentes paramétrisations de la relation $c(M, z)$ à ajuster aux résultats. Ces variantes sont dues à différentes prescriptions concernant l'époque de virialisation d'un halo (Duffy et al. 2008). En général, C est fixé à -1 ce qui peut se justifier si on suppose que la densité caractéristique δ_c du modèle NFW est représentative de la densité critique de l'Univers au moment de la formation du halo (Bullock et al. (2001) par exemple).

La dépendance avec la masse reste quant à elle consistante d'une étude à l'autre et en accord avec $B < 0$ (Navarro et al. 1997; Bullock et al. 2001; Dolag et al. 2004; Neto et al. 2007; Duffy et al. 2008).

Une caractérisation observationnelle précise de cette relation reste difficile, notamment pour ce qui est de la détermination de la concentration qui peut être fortement biaisée par des effets de projection. Citons néanmoins les résultats de Buote et al. (2007) et leur contraintes basées sur l'observation X de 39 objets couvrant une large gamme de masses, des galaxies aux amas. Ils obtiennent une pente $B = -0.172 \pm 0.026$, soit une valeur incompatible à 6.6σ avec 0, résultat en accord avec les prédictions du modèle Λ CDM obtenues par les différentes études citées précédemment.

2.4.3 Profil de densité "universel" ?

Le profil NFW réussit avec succès à ajuster les densités d'un grand nombre de halos issus de différentes simulations numériques à N corps de même résolution (Cole & Lacey 1996; Huss et al. 1999). Cependant, à mesure que la précision de ces simulations augmente, de légères mais systématiques inconsistances entre le profil NFW et le profil moyen des halos simulés ont été mises en lumière (Moore et al. 1999; Ghigna et al. 2000; Fukushige & Makino 1997, 2001, 2003). Ceci est notamment vrai dans la partie interne du profil avec une tendance pour le modèle NFW à sous-estimer la masse contenue dans le rayon d'échelle r_s (Fukushige & Makino 2001). Cela remet en question la valeur de la pente du profil dans cette zone et donc la validité du modèle NFW.

Ce dernier n'est en réalité qu'un cas particulier d'une classe de modèles plus générale dont la densité s'exprime :

$$\rho(r) \propto r^{-p}(r + r_s)^{p-q} \quad (2.40)$$

où p caractérise la pente interne du profil, q la partie externe et r_s le rayon au niveau duquel le profil de densité s'accroît avec une pente logarithmique $\partial \ln \rho / \partial \ln r =$

$-(p+q)/2$.

Le profil NFW représente donc le cas particulier $(p, q) = (1, 3)$, le profil de Moore et al. (1999) $(p, q) = (1.5, 3)$, celui de Rasia et al. (2004) $(p, q) = (1, 2.5)$. De manière générale, les valeurs de p et q sont typiquement $1 < p < 1.5$ et $2.5 < q < 3$, même si certains travaux suggèrent une pente plus douce que $\rho \propto r^{-1}$ (Subramanian et al. 2000; Taylor & Navarro 2001; Ricotti 2003).

Ces considérations traduisent les difficultés à simuler proprement la zone centrale des halos qui requiert un grand nombre de particules et une grande précision temporelle. Il en résulte que la plupart des études mentionnées ci-dessus sont en réalité inadéquates pour une étude fine de la zone centrale des halos de matière noire. Cela est d'autant plus vrai que la physique des baryons n'est généralement pas prise en compte. Même si ces derniers ne représentent qu'une petite fraction de la masse totale, les processus non gravitationnels associés à cette composante introduisent une brisure de l'auto-similarité dans le coeur des amas. Il n'en reste pas moins que ces différentes simulations soulèvent à juste titre la question de l'existence d'un profil de masse réellement universel.

Jing & Suto (2000) ont étudié la question d'un profil universel et en arrivent à la conclusion que la pente du profil de densité, à une fraction du rayon viriel fixe, s'accroît pour les halos de plus petite masse. Autrement dit, le profil qu'ils obtiennent est différent selon l'échelle de masse considérée avec un profil plus pentu pour les galaxies que pour les amas, *a priori* en contradiction avec l'universalité supposée des halos. D'un autre côté, Klypin et al. (2001) réfutent leur étude en avançant l'argument que cette tendance systématique n'est que le reflet de la dépendance de la masse du halo avec sa densité caractéristique, un effet similaire à l'existence d'une relation masse-concentration.

Navarro et al. (2004) ont analysé un ensemble de 19 halos simulés à haute résolution, groupés en 3 catégories de masses, les halos "nains" ($M_{200} \sim 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$), les halos "galactiques" ($M_{200} \sim 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$) et les halos "amas" ($M_{200} \sim 10^{15} h^{-1} M_{\odot}$), le tout dans une cosmologie Λ CDM standard. Il ressort de leur étude que :

- de la même manière que Jing & Suto (2000), la pente logarithmique du profil de densité dans la partie la plus interne est incompatible avec le modèle NFW (voir figure 2.3) et ils observent également une dépendance avec la masse du halo considéré. La pente mesurée au niveau du rayon résolu le plus proche du centre $\beta(r_{min})$ ($=-1$ pour le profil NFW, -1.5 pour le profil de Moore, -2 pour une SIS) varie de $\beta \sim -1.1$ pour les amas à $\beta \sim -1.2$ pour les galaxies et $\beta \sim -1.35$ pour les halos nains. Cela laisse suggérer que les halos n'ont pas de coeur de densité constante bien défini. La densité de matière noire augmentant de manière graduelle vers le centre (les halos sont dit *cuspy*), ce qui reste incompatible avec les observations et donc constitue un challenge du modèle Λ CDM du point de vue des simulations.
- en exprimant le profil de densité non pas en fraction de R_{200} mais par rapport à r_{-2} le rayon pour lequel la pente logarithmique vaut -2 , le caractère similaire de la forme des profils est plus probant. En effet, du fait de la relation $c(M)$, R_{200} n'est pas une échelle indépendante de la masse contrairement à r_{-2} . Ils rejoignent ainsi les conclusions de Klypin et al. (2001) sur l'erreur

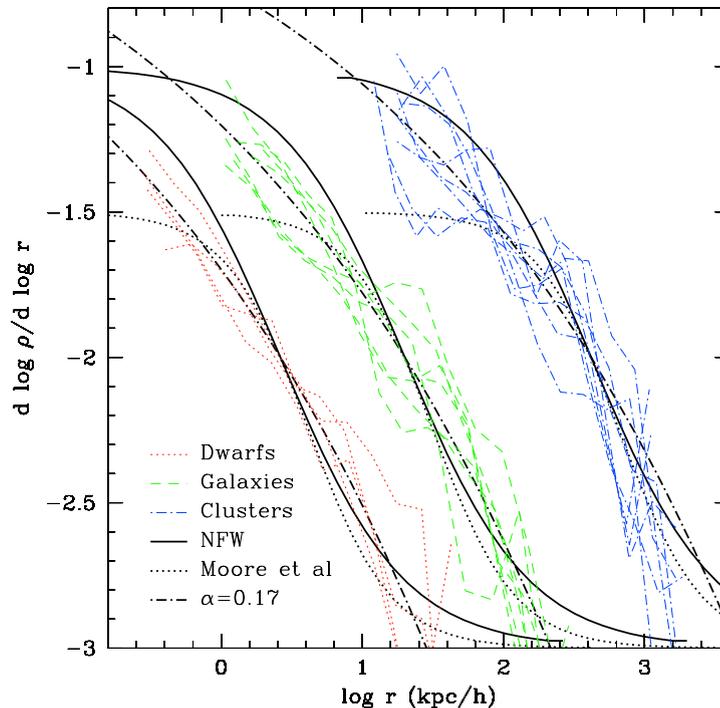


Fig. 2.3: Profils de densité exprimés par leur pente logarithmique en fonction du rayon. 3 gammes de masses sont représentées ici, avec en rouge les halos nains, en vert les halos galactiques et en bleu les halos de type amas de galaxies. Malgré une certaine dispersion, notamment pour les amas, les profils sont bien décrits par le modèle NFW (courbe noire) dans les régions externes. Lorsqu'on s'approche du centre, on constate que le modèle NFW ainsi que le modèle de Moore (pointillés) n'ajustent plus correctement les profils simulés qui se situent entre ces 2 modèles analytiques. Les halos simulés ont des profils de densité qui correspondent plus à un profil Einasto avec $\alpha = 0.17$, courbes en tirets-points-tirets (voir texte pour plus de détails). Figure issue de Navarro et al. (2004).

d'interprétation de Jing & Suto (2000) et l'absence d'un profil universel. Ils montrent que les profils de densité moyennés circulairement sont approximativement identiques en forme, avec de très rares cas qui dépassent le profil moyen de 50%. Ils obtiennent des résultats similaires pour les profils de masse exprimés en fonction de la vitesse circulaire $V^2 = GM/R$ normalisés par la vitesse maximale V_{max} et le rayon correspondant R_{max} .

- les halos simulés ont des densités centrales incompatibles avec les modèles, avec par exemple un excès de matière noire par rapport au profil NFW dans la région inférieure à r_{-2} . Cependant, ces différences restent faibles : le meilleur ajustement NFW arrive à reproduire le profil de vitesse circulaire avec une précision supérieure à 10% jusqu'à des rayons d'environ 0.5% de R_{200} .
- la variation de la pente logarithmique $\beta(r)$ en direction du centre est plus graduelle que celle du profil NFW classique. Ils traduisent cette dépendance sous la forme d'une loi de puissance, $\beta(r) = 2(r/r_{-2})^\alpha$, et utilisent un nouveau profil de densité bien plus efficace pour ajuster de manière précise les parties internes des halos simulés. Ce profil dit "Einasto (Einasto 1965) se caractérise

par une densité :

$$\ln \left(\frac{\rho(r)}{\rho_{-2}} \right) = -\frac{2}{\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_{-2}} \right)^\alpha - 1 \right] \quad (2.41)$$

D'autres études plus récentes obtiennent des résultats similaires à partir de simulations numériques à haute résolution basées, en majorité, uniquement sur l'évolution d'un champ de densité de matière noire et donc sans tenir compte de la physique des baryons. Par exemple Merritt et al. (2006); Gao et al. (2008); Hayashi & White (2008); Navarro et al. (2010) utilisent également le modèle Einasto pour caractériser les profils de densité de leur halos simulés et trouvent une dépendance du paramètre α avec la masse, mettant ainsi à mal leur caractère auto-similaire dans les zones centrales.

Au final, il faudra retenir que le modèle NFW est suffisamment précis pour l'étude des amas de galaxies. La région problématique reste trop centrale pour avoir une quelconque influence sur les caractéristiques générales des amas. Je me restreindrai donc par la suite au modèle NFW classique.

2.5 Lois d'échelle

Après avoir défini le cadre général de la formation d'un halo de matière noire et de son évolution, il nous faut à présent trouver un moyen de relier sa masse à ses caractéristiques observables. L'intérêt de faire cela est double.

Tout d'abord, les amas de galaxies peuvent être utilisés pour contraindre les paramètres cosmologiques de notre Univers. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un large échantillon d'amas avec une estimation de la masse. Or une mesure directe de la masse implique d'avoir des données de haute qualité et requiert une analyse plus ou moins complexe, plus ou moins longue. La solution consiste alors à utiliser une grandeur facile d'accès comme estimateur de la masse.

Le modèle de formation des structures prédit que les amas sont une population d'objets auto-similaires caractérisés par de telles relations "universelles" appelées lois d'échelle. Celles-ci lient sous la forme d'une simple loi de puissance la masse d'un halo à par exemple la température ou la luminosité X du gaz intra-amas.

Henry & Arnaud (1991) ont été les premiers à mettre à profit la relation masse-température pour déterminer la masse d'un grand nombre d'amas de galaxies et les utiliser afin de caractériser leur fonction de masse et en déduire des contraintes cosmologiques. Il apparaît dès ici que la validation et l'étalonnage précis de ces lois d'échelle sont des étapes cruciales et nécessaires afin de ne pas biaiser les résultats qui découlent de leur utilisation. De la même manière, il va être important de trouver la relation qui est la moins dispersée et applicable au plus grand nombre d'amas avec la meilleure précision.

Le second intérêt évident des lois d'échelle concerne l'étude des modèles de formation/évolution des structures et les processus physiques non gravitationnel sous-jacents. Elles fournissent en effet un moyen simple et direct de confronter les observations aux modèles théoriques et à leurs prédictions analytiques ou bien issues de simulations numériques complexes qui combinent la formation de halos de matière

noire avec les processus hydrodynamiques liés à la composante baryonique des amas. Tout écart observé par rapport à ces prédictions fournira donc des contraintes sur la physique mise en jeu et permettra d'améliorer notre connaissance du problème.

2.5.1 Comportement général

Nous avons vu que le modèle de formation hiérarchique des structures introduit par Kaiser (1986) définit le cadre général de l'évolution du champ de densité de matière noire sous l'action des interactions gravitationnelles. Il permet notamment de caractériser l'évolution standard des propriétés générale d'une perturbation en fonction du *redshift*.

D'autre part, le modèle d'effondrement sphérique "top-hat" nous donne un moyen simplifié d'estimer les propriétés finales d'un halo de matière noire une fois la virialisation atteinte grâce à la valeur du contraste de densité non-linéaire δ_{vir} . Comme celui-ci ne fait intervenir aucune échelle caractéristique sur les propriétés initiales de la perturbation de densité, il s'applique de la même manière à tous les halos quelque soit leur masse ou, de manière équivalente, leur *redshift* de formation.

La densité de matière noire d'un halo virialisé se caractérise donc par son contraste de densité, $\bar{\rho}_{vir}(z) = \delta_{vir}(z)\rho_c(z) \propto \delta_{vir}(z)h^2(z)$ dans une cosmologie quelconque mais en gardant l'hypothèse d'un spectre de puissance des perturbations primordiales invariant d'échelle $P(k) \propto k$. D'autre part, si on suppose que l'évolution du gaz intra-amas est purement gravitationnelle et suit le potentiel gravitationnel de la matière noire on peut faire l'hypothèse que celui-ci est en équilibre hydrostatique. Si on suppose également que la fraction de gaz d'un amas de galaxies est représentative de celle de l'Univers, $f_{gaz} = M_{gaz}/M_{vir} = C^{ste}$, alors la distribution du gaz doit être auto-similaire, de même que ses propriétés telle que sa température, luminosité, densité ou entropie. Ceci est vérifié à la fois expérimentalement (par exemple Pratt et al. (2009)) et avec des simulations numériques hydrodynamiques (par exemple Navarro et al. (1995)).

Comme la matière noire et le gaz d'un amas de galaxies doivent donc avoir des distributions radiales et des propriétés similaires à toutes les échelles de masses une fois le halo virialisé, on s'attend à ce que la masse totale d'un amas soit corrélée avec ses autres caractéristiques *via* de simples relations, les lois d'échelle.

A partir de l'équation de l'équilibre hydrostatique pour un gaz parfait d'équation d'état $p = \rho_{gaz}kT/\mu m_p$ ($\mu \sim 0.61$, m_p la masse du proton) :

$$M(< r) = -\frac{kTr}{G\mu m_p} \left(\frac{d \ln \rho_{gaz}}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right) \quad (2.42)$$

qui peut se simplifier par $d(\rho_{gaz}T)/dr \approx \rho_{gaz}GM/r^2$, soit $M_{tot} \propto TR$, et avec la définition de la masse en fonction du contraste de densité $M_{tot} \propto h^2(z)\delta_{vir}(z)R_{vir}^3$, on obtient facilement les lois d'échelle X des amas de galaxies (par exemple Ettori

et al. (2004a); Arnaud (2005); Kotov & Vikhlinin (2005)) :

$$F_z M_{tot} \propto T^{3/2} \quad (2.43)$$

$$F_z M_{gaz} \propto T^{3/2} \quad (2.44)$$

$$F_z^{-1} L_X \propto T^2 \quad (2.45)$$

$$F_z^{-1} L_X \propto (F_z M_{tot})^{4/3} \quad (2.46)$$

$$F_z^{-1} L_X \propto (F_z M_{gaz})^{4/3} \quad (2.47)$$

$$F_z^{4/3} S \propto T \quad (2.48)$$

où T est la température du gaz, S son entropie, L_X sa luminosité bolométrique. Le facteur $F_z = h(z)(\delta_{vir}(z)/\delta_{vir}(0))^{1/2}$ regroupe la dépendance cosmologique du contraste de densité et l'évolution standard des lois d'échelle selon la densité critique de l'Univers. Dans le cas où on détermine la masse de l'amas à partir d'un contraste de densité fixe Δ , alors ce facteur se réduit simplement à la constante de Hubble réduite évaluée au *redshift* de l'amas, $F_z = h(z)$. C'est également le cas si on suppose un Univers EdS dominé par la matière pour lequel la dépendance en *redshift* est celle du modèle hiérarchique et présentée dans Kaiser (1986).

Pour exprimer la luminosité bolométrique X du gaz d'un amas en fonction de sa température, on utilise la définition de l'émissivité bremsstrahlung $\epsilon \propto T^{1/2} \rho_{gaz}^2$ conjuguée avec l'équilibre hydrostatique.

Les observations $S - Z$ d'un amas de galaxies fournissent également leur lot de lois d'échelle qui relient les paramètres Compton y_0 et Y (central et intégré) aux autres grandeurs de l'amas (McCarthy et al. 2003; Morandi et al. 2007) :

$$F_z^{-1} y_0 \propto T^{3/2} \quad (2.49)$$

$$F_z^{-1} y_0 \propto F_z M_{tot} \quad (2.50)$$

$$F_z^{-1} y_0 \propto (F_z^{-1} L_X)^{3/4} \quad (2.51)$$

$$F_z Y \propto T^{5/2} \quad (2.52)$$

$$F_z Y \propto (F_z M_{tot})^{5/3} \quad (2.53)$$

$$F_z Y \propto (F_z^{-1} L_X)^{5/4} \quad (2.54)$$

Les propriétés du halo de matière noire sont également connectées *via* des relations d'échelle à la masse totale. Outre la relation directe entre la masse virielle et le rayon viriel, $R_{vir} \propto M^{1/3} F_z^{-2/3}$ on peut assimiler l'énergie cinétique gagnée lors de l'effondrement gravitationnel à une énergie thermique une fois le halo virialisé, ayant la même dépendance avec la masse que la température du gaz, $F_z M \propto T^{3/2}$. Si on suppose que le halo de matière noire se comporte comme un gaz non collisionnel, sa température virielle se relie à sa dispersion de vitesse virielle, $\sigma^2 = \langle v^2 \rangle / 3 \propto kT$ ce qui fournit une relation entre la masse du halo et la vitesse circulaire au rayon viriel, $v_c = (GM/R_{vir})^{1/2} \propto M^{1/3} F_z^{1/3}$.

2.5.2 Quelques résultats

Masse-température

Si on suppose que le halo de matière noire une fois virialisé possède la distribution de masse d'une sphère isotherme singulière et que le gaz est isotherme, alors l'équation de l'équilibre hydrostatique donne (Bryan & Norman 1998; Rosati et al. 2002) :

$$kT = \frac{1.39}{\beta} \left(\frac{M_{vir}}{10^{15} h^{-1} M_{\odot}} \right)^{2/3} (h^2 \delta_{vir} E(z)^2)^{1/3} \text{ keV} \quad (2.55)$$

avec $H(z) = 100hE(z) \text{ km.s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$.

Le paramètre β vaut 1 dans le cas parfaitement isotherme. Différentes simulations numériques hydrodynamiques ont montré que cette relation s'applique relativement bien aux halos simulés avec $0.9 \leq \beta \leq 1.3$ (par exemple Evrard et al. (1996); Bryan & Norman (1998); Frenk et al. (1999); Borgani et al. (2004)). D'autre part, Evrard et al. (1996) ont montré que cette relation permet effectivement de retrouver la masse d'un halo simulé à partir de sa température et ce avec une précision de $\sim 20\%$: bien qu'un peu dispersée, la loi d'échelle $M - T$ constitue *a priori* un bon estimateur de la masse d'un amas de galaxies. Une dérivation plus précise et rigoureuse du point de vue théorique de la relation $M - T$ et de la valeur de sa normalisation peut être obtenue dans Afshordi & Cen (2002) grâce à des arguments sur la conservation de l'énergie lors de l'effondrement quasi sphérique d'un halo.

Du point de vue observationnel, la relation $M - T$ mesurée a une pente qui correspond au modèle théorique de la formation hiérarchique, $M \propto T^{3/2}$, du moins pour les amas les plus chauds avec $T > 3 \text{ keV}$. Par exemple Allen et al. (2001) ont trouvé une pente de 1.51 ± 0.27 à partir de l'analyse de 5 amas chauds ($kT > 5.5 \text{ keV}$) observés avec *Chandra*. Arnaud et al. (2005) ont étudié quant à eux 10 amas proches observés avec *XMM-Newton* et obtiennent également des pentes compatibles avec le modèle théorique et ce pour plusieurs contrastes de densités Δ différents ce qui reflète bien le caractère similaire des amas de galaxies.

Pour les amas chauds et donc *a priori* les plus massifs, le modèle hiérarchique des structures semble donc être une bonne représentation de la réalité, modèle confirmé à la fois observationnellement et à partir de simulations hydrodynamiques. Cependant, la détermination de la normalisation de la relation $M - T$ reste plus problématique que celle de sa pente. En effet, les différentes études basées sur des observations semblent conduire à des valeurs de la normalisation sensiblement inférieures aux prédictions de modèles purement gravitationnels, d'environ 30-40% (Nevalainen et al. 2000; Finoguenov et al. 2001b; Allen et al. 2001; Arnaud et al. 2005). Cela traduit la part des processus physiques non gravitationnels capables d'altérer l'état thermodynamique du milieu intra-amas dans la formation d'un amas de galaxies.

Cette influence de la physique associée aux baryons est confirmée lorsque des amas plus froids sont pris en compte avec l'observation d'une pente sensiblement plus forte (par exemple Finoguenov et al. (2001b); Arnaud et al. (2005)). En effet, les amas plus froids sont *a priori* les moins massifs et donc plus sensibles aux phénomènes non gravitationnels (voir section 2.6.3). De plus, les simulations numériques qui incluent

de tels mécanismes arrivent à reproduire de manière plus satisfaisante les données observationnelles (voir Arnaud et al. (2005) pour une discussion détaillée). En particulier, la prise en compte dans ces simulations non adiabatiques de l'influence des galaxies sur le milieu intra-amas ainsi que son refroidissement radiatif conduit à des normalisations compatibles avec celles observées (Muanwong et al. 2002; Borgani et al. 2004) ou supérieures de seulement $\sim 10\%$ (Thomas et al. 2002; Kay et al. 2004). De tels résultats sont encourageants et confirment que la modélisation de la formation d'un amas de galaxies et des mécanismes responsables de son état thermodynamique est plutôt bien contrainte.

Outre l'existence de ces processus non gravitationnels, plusieurs autres facteurs peuvent être à l'origine de la dispersion observée de la relation $M - T$ ainsi que des désaccords entre modélisations (analytiques ou numériques) et observations. Par exemple, la définition de la température peut sensiblement influencer l'estimation de la masse hydrostatique. En effet, le gaz d'un amas n'est pas parfaitement isotherme et il faut donc définir une température moyenne. De plus, le gaz possède plusieurs composantes auxquelles sont associées des températures spécifiques. Certains travaux basés sur des simulations numériques définissent la température d'un amas par la moyenne T_{em} des températures de chaque espèce pondérées par l'émission X correspondante (Muanwong et al. 2002; Voit et al. 2002; Borgani et al. 2004) et obtiennent des normalisations différentes. Cela s'explique probablement par l'utilisation de différentes modélisations de la physique du gaz. Mazzotta et al. (2004) ont introduit la température spectroscopique T_{sl} dans le but de mieux reproduire les températures observées et mesurées par l'ajustement de spectres dans le cas où le gaz est multi-composantes. Ils montrent cependant que la température obtenue est dominée par la composante principale de température plus petite et donc qu'en général $T_{sl} < T_{em}$. Utiliser T_{sl} n'arrange donc pas la situation puisque la normalisation dérivée de simulations numériques s'en trouve augmentée et donc encore plus en désaccord avec celles observées (Mathiesen & Evrard 2001; Rasia et al. 2005). Le fait que le gaz ne soit pas isotherme mais possède un certain gradient peut expliquer de tels résultats. En effet, les températures déduites de données X correspondent à des mesures projetées sur le ciel. Des différences dans le profil de température entre simulations et amas réels peut ainsi conduire après projection à des différences sensibles sur la température utilisée pour calculer la masse hydrostatique (T_{em} ou T_{sl}) et donc sur la valeur de la normalisation de la relation $M - T$ (Arnaud et al. 2005; Kay et al. 2004).

L'estimation de la masse à partir de l'équilibre hydrostatique peut également poser problème, notamment pour les amas qui ne sont pas dynamiquement stables, en phase de fusion avec un groupe de galaxies par exemple. Ricker & Sarazin (2001); Rasia et al. (2004) ont montré à partir de simulations numériques que dans certains cas l'hypothèse hydrostatique conduit à sous-estimer la masse de 10 – 15%. Morandi et al. (2007) observent une dépendance évidente sur la normalisation de la relation $M - T$ avec la présence de coeurs foirds ou non au sein des amas pris en compte dans l'ajustement.

Muanwong et al. (2002); Borgani et al. (2004) ont montré quant à eux que faire appel à un simple modèle β (voir plus loin) pour décrire la densité du gaz afin de résoudre

l'équation de l'équilibre hydrostatique peut amener à sous-estimer les masses. Ce dernier point constitue un argument fort en faveur de l'utilisation de méthodes non paramétriques pour déterminer la masse d'un amas à partir d'observations X , approche utilisée dans le cadre de cette thèse.

En ce qui concerne la validation de l'évolution théorique de la relation $M - T$, les études observationnelles ne sont pas nombreuses, notamment car il reste difficile de mesurer correctement la masse d'un échantillon non-biaisé d'amas à hauts *redshifts* avec les données actuelles. Citons par exemple les travaux de Kotov & Vikhlinin (2005) qui ont étudié 10 amas à des *redshifts* supérieurs à 0.4, observés avec *XMM-Newton*. Ils obtiennent une pente de 1.79 ± 0.19 lorsque la dépendance en *redshift* théorique est incluse dans l'ajustement de la relation $M - T$, résultat statistiquement en accord avec la prédiction du modèle similaire ainsi qu'avec des observations d'amas à bas *redshifts* (par exemple 1.61 ± 0.11 par Vikhlinin et al. (2006)).

Ettori et al. (2004b); Morandi et al. (2007) ont ajusté une relation $M - T$ modifiée avec l'ajout d'un terme $(1 + z)^B$. Ils n'observent pas d'écarts significatifs avec les prédictions théoriques puisque tous leurs résultats sont compatibles avec $B = 0$ du fait de barres d'erreurs relativement grandes.

Pour résumer, il est évident qu'une détermination précise de la relation masse-température est difficile, en particulier son évolution. Une comparaison avec les résultats de simulations numériques permet néanmoins d'améliorer les contraintes sur la physique mise en jeu.

L'utilisation de masses X pour calibrer la loi $M - T$ fait également apparaître le besoin de comparer les résultats obtenus avec d'autres estimateurs de masses sujets à différentes systématiques. Par exemple, la dépendance de la masse X avec l'état dynamique de l'amas constitue clairement une limite à laquelle une analyse *lensing* est insensible.

Le lecteur pourra obtenir plus de résultats numériques sur la calibration de cette loi d'échelle à partir de masses X dans Voit (2005) et Arnaud et al. (2005), ainsi qu'une comparaison avec certaines simulations numériques. Des résultats basés sur des masses *lensing* sont présentés dans le chapitre 5.

Masse-luminosité X

Le principal avantage d'utiliser la relation masse-luminosité comme estimateur de la masse d'un amas réside dans le fait que la luminosité X est une quantité plus simple à déterminer que la température. En effet, la température d'un amas se mesure par spectroscopie et nécessite donc des temps d'observations suffisamment longs pour avoir une bonne statistique sur les spectres. La luminosité X quant à elle peut se déduire simplement de la brillance de surface mesurée à basse énergie, typiquement $[0.5 - 2]$ keV.

Comme nous le verrons plus loin, la physique associée aux baryons d'un amas peut engendrer d'importants écarts d'un amas à l'autre pour ce qui est de son émission

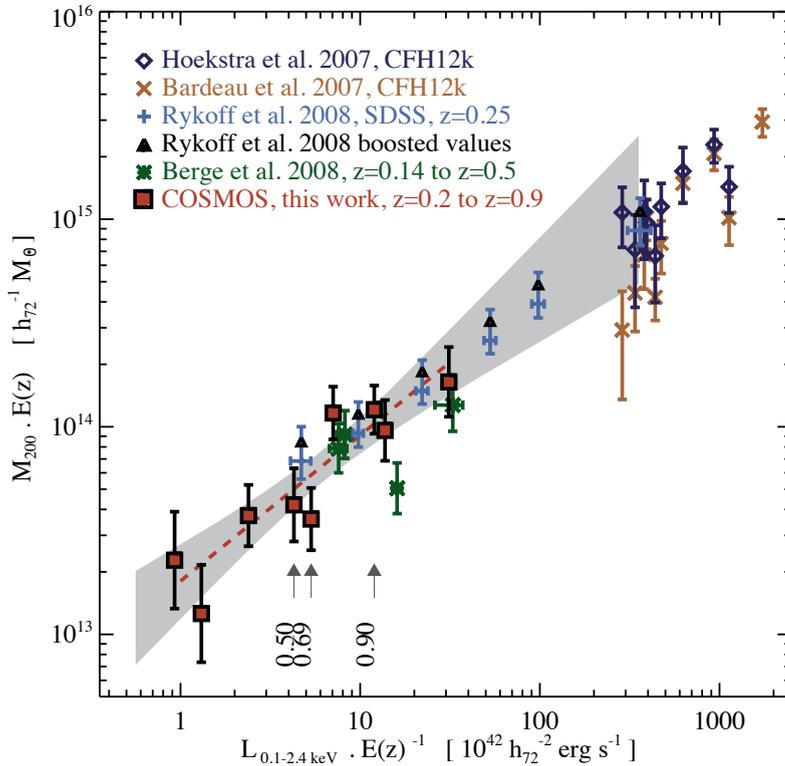


Fig. 2.4: Corrélation masse et luminosité X obtenue par l’ajustement d’une compilation de différents échantillon d’amas/groupes avec des estimations *lensing* de la masse (Leauthaud et al. 2010).

X . Afin de limiter ces effets qui apparaissent principalement dans les régions centrales, la luminosité X d’un amas est généralement déterminée en excluant cette zone interne, typiquement une fraction de R_{500} . Cela permet ainsi d’inclure dans la calibration de la relation d’échelle $L_X - M$ les amas qui présentent un coeur froid caractérisés par des luminosités X centrales bien plus grandes que celles observées pour des amas de masses similaires.

La calibration de cette loi d’échelle à partir d’estimations X de la masse a fait l’objet de nombreuses études, par exemple Allen (1998); Markevitch (1998); Arnaud et al. (2002a); Reiprich & Böhringer (2002); Voit et al. (2002); Popesso et al. (2005); Chen et al. (2007); Morandi et al. (2007); Pratt et al. (2009); Vikhlinin et al. (2009b) (voir aussi chapitre 5 pour quelques valeurs numériques). En ce qui concerne la calibration à partir d’estimation *lensing* de la masse, Leauthaud et al. (2010) regroupent les principaux résultats, détaillés également dans le chapitre 5 et présentés succinctement sur la figure 2.4.

Ces différents travaux convergent vers une loi d’échelle significativement incompatible avec la prédiction du modèle similaire puisque les pentes obtenues sont de l’ordre de 1.6-1.8 alors qu’on s’attend à une pente de 4/3. Il ressort également de ces études que la dispersion intrinsèque autour de la relation $L_X - M$ est plus importante que dans le cas de la relation $M - T$, allant jusqu’à 50% (Reiprich & Böhringer 2002). Cela constitue un argument fortement défavorable à l’utilisation de cette loi

d'échelle comme estimateur de la masse d'un amas car comme nous le verrons plus loin, cette dispersion se répercute directement sur l'estimation de la fonction de masse des amas et donc sur la précision des contraintes cosmologiques qui en sont déduites.

Lorsque les amas qui possèdent un coeur froid sont exclus de l'analyse, il apparaît néanmoins que cette dispersion est sensiblement réduite (Allen 1998; Markevitch 1998; Voit et al. 2002; Pratt et al. 2009). Cela reflète simplement le fait que l'impact des processus de refroidissements et de chauffages non gravitationnels diffère d'un amas à un autre dans cette zone centrale.

Une méthode généralement utilisée pour contraindre la loi d'échelle $L_X - M$ fait intervenir la relation $L_X - T$. La luminosité X d'un amas peut s'exprimer de la manière suivante (Arnaud & Evrard 1999) :

$$L(T) = f_{gaz}^2(T)[M(T)\Lambda(T)]\hat{Q}(T) \quad (2.56)$$

où Λ est appelée fonction de refroidissement et $\hat{Q} = \langle \rho_{gaz}^2 \rangle / \langle \rho_{gaz} \rangle^2$ un facteur sans dimension qui dépend uniquement de la distribution spatiale du gaz. Sous l'hypothèse d'auto-similarité ($\hat{Q} = C^{ste}$, $f_{gaz} = C^{ste}$), d'émission bremsstrahlung ($\Lambda \propto T^{1/2}$) et d'équilibre hydrostatique ($M \propto T^{3/2}$), alors on obtient la dépendance théorique $L_X \propto T^2$.

Les différents travaux cités précédemment arrivent au même constat, à savoir une pente statistiquement incompatible avec la prédiction auto-similaire, avec des valeurs de l'ordre de ~ 2.7 . On notera cependant que si $L_X \propto M^{1.8}$ et $L_X \propto T^{2.7}$ alors $M \propto T^{1.5}$: la température apparaît comme une grandeur plus fondamentale et moins sensible à la physique des baryons puisqu'elle varie avec la masse selon les prédictions théoriques, contrairement à la luminosité X à cause de sa dépendance non similaire avec la température. L'étude poussée menée par Pratt et al. (2009) sur les amas de l'échantillon *REXCESS* va plus loin avec une analyse de sous échantillons d'amas caractérisés par leur morphologie et la présence de coeur froid. Il ressort que quelque soit la classification effectuée, la pente observée reste pratiquement la même et toujours incompatible avec la valeur théorique ; les variations observées se portent uniquement sur la valeur de la normalisation de la relation $L_X - T$ (un résultat quelque peu en contradiction avec de précédentes études). Cet écart significatif avec le modèle similaire est la conséquence directe de l'influence des processus non gravitationnels et de la physique baryonique. Ces mécanismes peuvent par exemple augmenter sensiblement l'entropie du gaz (voir plus loin). Celui-ci devient donc plus difficile à comprimer, particulièrement pour les amas les plus froids qui possèdent *a priori* un potentiel gravitationnel plus faible. Cet excès d'entropie va ainsi réduire la densité du gaz de ces amas et donc leur luminosité, ce qui se traduit naturellement par une augmentation de la pente de la relation $L_X - T$ (Evrard & Henry 1991; Kaiser 1991).

Contrairement à la relation $M - T$, l'évolution de la relation $L_X - T$ (et donc la relation $L_X - M$) a fait l'objet de plusieurs études. Cependant, les résultats ne semblent pas converger (Arnaud et al. 2002a; Ota & Mitsuda 2004; Lumb et al. 2004; Vikhlinin et al. 2002; Ettori et al. 2004a).

Le modèle similaire prévoit que la normalisation de cette relation évolue comme $A(z) = h(z) \sim (1+z)^{0.6-0.9}$ pour une cosmologie Λ CDM et à un contraste de densité constant. Une comparaison des résultats de *Chandra* (Vikhlinin et al. 2002) et *XMM-Newton* (Lumb et al. 2004) avec la relation locale mesurée avec *ASCA* (Markevitch 1998) donne des évolutions semblables mais bien plus fortes que celle attendue, avec respectivement $A(z) = (1+z)^{1.52 \pm 0.26}$ et $A(z) = (1+z)^{1.5 \pm 0.30}$. Ettori et al. (2004a) trouvent quant à eux $A(z) = (1+z)^{0.62 \pm 0.28}$ avec une étude d'un échantillon plus large d'amas observés avec *Chandra* et le même échantillon local, soit un résultat parfaitement en accord avec l'évolution standard. Les mêmes auteurs trouvent au contraire une évolution plus faible lorsqu'ils utilisent un échantillon local différent, la relation mesurée avec *Beppo-SAX*, avec $A(z) = h(z)(1+z)^{-1.04 \pm 0.32}$.

Il semble donc que selon la méthode et la relation locale choisies, différents résultats relativement incompatibles peuvent être obtenus. Cela se répercutera inévitablement lors de l'utilisation cosmologique de cette relation pour déterminer la masse des amas. Se servir de la relation $L_X - M$ couplée à la relation $L_X - T$ nécessite donc pas mal de précautions notamment lorsqu'il s'agira de calculer la fonction de masse des amas à haut *redshifts*.

Pour ce qui est de l'évolution de la relation $L_X - M$ calibrée directement, citons par exemple les travaux de Leauthaud et al. (2010) déjà mentionnés plus haut. En ajoutant un terme $(1+z)^\delta$ à la relation $M - L_X$ corrigée du facteur F_z (leur équation 15), ils obtiennent $\delta = -0.14 \pm 0.8$, soit une valeur consistante avec 0 et donc avec l'évolution standard du modèle hiérarchique. La taille de leur barre d'erreur reste cependant trop grande pour exclure significativement un écart avec le modèle théorique.

2.6 Composante baryonique

Que ça soit à l'échelle d'un amas de galaxies ou bien à l'échelle cosmique, la matière noire constitue la source majeure du potentiel gravitationnel, avec une proportion de l'ordre de 80%. Nous avons vu cependant que l'influence des baryons n'est pas négligeable puisque leur influence est détectable par exemple dans le spectre de puissance du FDC ou bien dans la distribution à grande échelle des galaxies. Il en va de même à l'échelle d'un amas de galaxie. L'étude des lois d'échelle révèle en effet que des processus non gravitationnels associés à la physique de ces baryons sous la forme d'un gaz chaud ou bien sous la forme de galaxies génèrent des écarts substantiels par rapport aux prédictions du modèle simpliste de la formation hiérarchique purement gravitationnelle des structures. Une modélisation fine d'un amas de galaxies nécessite donc de prendre en compte ces phénomènes.

Cette partie dresse un rapide bilan des propriétés de cette composante baryonique avec une présentation de ses propriétés intrinsèques ainsi que son impact sur les lois d'échelle et l'hypothèse d'auto-similarité des amas de galaxies.

2.6.1 Galaxies

Quelques propriétés générales

Dans le cadre de la formation hiérarchique des structures où les objets les plus grands sont générés par fusions de halos plus petits, les galaxies se forment avant les amas. On peut donc supposer qu'initialement toutes les galaxies présentent des propriétés similaires et donc que les différences observées entre telle ou telle population résultent de l'action de processus physiques liés à l'environnement et capables de modifier l'évolution de ces galaxies (voir Treu et al. (2003); Poggianti (2004); Boselli & Gavazzi (2006) pour des revues détaillées sur le sujet).

De telles disparités sont observées et apparaissent à plusieurs niveaux, du point de vue des couleurs d'une galaxie, de sa morphologie ou bien de sa distribution spectrale en énergie. Par exemple l'effet *Butcher-Oemler* (Butcher & Oemler 1978, 1984) caractérise l'évolution de la proportion de galaxies "bleues" au sein d'un amas en fonction du *redshift* de celui-ci, cette fraction devenant plus grande pour les amas les plus éloignés. Cet effet a été confirmé également du point de vue morphologique par Dressler et al. (1994) qui l'a attribué à une évolution des galaxies spirales en galaxies elliptiques plus rouges.

Les mécanismes généralement invoqués dans l'étude de l'influence de l'environnement sur l'évolution des propriétés des galaxies se regroupent en 4 familles principales :

- fusions et interactions fortes galaxie-galaxie. Ces mécanismes sont d'autant plus efficaces que la vitesse relative entre les galaxies est faible, et donc auront une importance plus grande à l'échelle des groupes de galaxies qu'à celle des amas (voir Mihos (2004) pour une revue détaillée).
- forces de marée dues aux effets cumulés de nombreuses rencontres galaxie-galaxie moins violentes (harcèlement galactique ou *galaxy harassment* en anglais, Richstone (1976); Moore et al. (1996)). Les effets seront d'autant plus grands que le nombre de galaxies est grand (et donc dans les amas) et sera plus efficace sur les galaxies de faibles masses (énergie gravitationnelle de liaison plus faible).
- arrachement du gaz d'une galaxie - interaction avec le milieu inter-galactique (*gas stripping* (Gunn & Gott 1972; Quilis et al. 2000)). Le milieu interstellaire d'une galaxie peut être emporté par différents mécanismes tels que l'évaporation thermique, l'arrachement visqueux ou l'arrachement par pression dynamique. Ce dernier est plus efficace dans les zones centrales d'un amas, là où la densité du gaz inter-galactique est la plus grande et donc exerçant une pression plus importante, d'autant plus que sa vitesse relative avec les galaxies sera grande.
- strangulation (aussi connue sous le nom de suffocation ou affamiation, Larson et al. (1980); Bower & Balogh (2004)). Les galaxies ont initialement une enveloppe gazeuse chaude qui peut refroidir, tomber sur le disque et ainsi "nourrir" celui-ci d'un carburant nécessaire à la formation d'étoiles. Aussi, la suppression

de se réserver d'énergie inhibe toute activité supplémentaire une fois que le gaz contenu initialement dans le disque a été "consommé". La perte de cette enveloppe est par exemple prédite par des modèles semi-analytiques lors de l'entrée d'une galaxie satellite dans un halo de matière noire plus massif.

Alors que certains de ces phénomènes tels la fusion de galaxies ou l'arrachement du gaz par effet de pression sont motivés par l'observation, d'autres restent plus théoriques, comme la strangulation et le harcèlement galactique. Ces derniers nécessitent donc la mise en place de simulations numériques afin d'être contraints. Pour savoir dans quelle proportion tel ou tel mécanisme intervient, il faut estimer les échelles temporelle et spatiale associées à chacun d'eux (voir Treu et al. (2003); Boselli & Gavazzi (2006) pour une estimation de ces échelles). Par exemple, l'arrachement du gaz du disque d'une galaxie va induire un arrêt de la formation d'étoiles sur une courte échelle de temps, typiquement $\sim 10^7$ ans, alors que la strangulation l'affectera sur des temps plus longs ($> 10^9$ ans) car le gaz contenu dans le disque se consume plus lentement une fois le réservoir de gaz froid supprimé. Les 2 premières familles de mécanismes produisent des transformations directes sur les propriétés morphologiques des galaxies, la fusion de 2 spirales pouvant donner naissance à une elliptique, les rencontres à répétition changeant la morphologie d'une galaxie de type tardif (spirales) en une galaxie de type précoce (elliptique ou lenticulaire). Les 2 dernières quant à elles influencent le contenu en gaz des galaxies et donc leur activité de formation d'étoiles. Elles peuvent modifier la morphologie des galaxies de manière indirecte : une fois la formation d'étoiles stoppée dans le disque, l'importance relative entre celui-ci et le bulbe peut changer significativement et ainsi modifier l'apparence générale de la galaxie.

Dressler (1980) effectua la première analyse statistique basée sur 55 amas proches et révéla l'existence d'une forte corrélation entre la distribution morphologique des galaxies et leur environnement en terme de densité (spatiale de galaxies), appelée relation morphologie-densité. Il montre que la fraction de spirale varie de 80% à 60% puis 0% selon qu'on se place respectivement hors d'un amas, dans ses régions externes ou bien en son centre. Cette relation morphologie-densité est également présente à plus hauts *redshifts*, $z \sim 0.4 - 0.5$, mais est sensiblement différente de la relation à $z = 0$. En effet la fraction de galaxies S0 se révèle être bien plus faible à $z = 0.5$, et ce quelle que soit la densité environnante (Dressler et al. 1997). La fraction de galaxies S0 semble donc augmenter pour les *redshifts* plus petits alors que la proportion de spirales décroît (Fasano et al. 2000). Il est intéressant aussi de constater que les elliptiques sont aussi abondantes à $z = 0.5$ qu'à $z = 0$, ce qui suggère qu'une fraction significative des galaxies S0 présentes dans les amas proches ont évoluées à partir de galaxies spirales à des époques relativement récentes. Cette évolution des galaxies est également observée du point de vue spectroscopique. Dressler et al. (1999) ont montré que dans les amas lointains, la majeure partie des galaxies avec une formation d'étoiles active sont des spirales mais que l'inverse n'est pas nécessairement vrai. En effet, certaines galaxies spirales observées dans les amas n'affichent pas de lignes d'émission dans leur spectre qui, tout comme leur couleurs, indiquent un manque de formation d'étoiles. Il est donc probable que ces "spirales

passives” soient à uné étape intermédiaire de leur évolution, entre galaxies spirales à formation d’étoiles et galaxies S0 passives.

L’étude de la population des galaxies présentes dans les amas analysés au cours de cette thèse a fait l’objet d’une publication, Huertas-Company et al. (2009) (voir annexes).

La séquence des elliptiques

L’étude d’amas proches, principalement l’amas de la Vierge et l’amas de Coma, a révélé l’existence d’une relation étroite entre la couleur et la magnitude des galaxies de type précoce (Visvanathan & Sandage 1977). En réalisant un diagramme couleur-magnitude ont peut en effet constater que les galaxies elliptiques et S0 sont regroupées le long d’une ligne relativement étroite, d’une dispersion typiquement inférieure à 0.1 magnitude. Une telle relation est également observée pour les amas riches à hauts *redshifts* (voir Huertas-Company et al. (2009) et le chapitre 4 de ce manuscrit pour les amas de l’échantillon étudié ici), jusqu’à $z = 0.9$ (Stanford et al. 1998; Ellis et al. 1997).

La présence de cette relation s’explique par des scenarii dans lesquels les galaxies elliptiques se forment par un effondrement monolithique à haut *redshift* et évoluent ensuite passivement après cette flambée d’étoile intiale (Eggen et al. 1962; Bower et al. 1992).

Cette séquence des elliptiques possède une pente, les galaxies les moins brillantes étant légèrement plus bleues. L’analyse d’amas distants a permis de montrer que ce gradient est le résultat de la relation masse-métallicité et non une conséquence de l’âge des populations stellaire (Kodama & Arimoto 1997) : les supernovae qui explosent dans une galaxie chauffent le milieu interstellaire, ce qui engendre la formation d’un vent galactique lorsque l’énergie thermique du gaz est supérieure à l’énergie de liaison de la galaxie. Aussi ce vent éjecte le gaz de manière plus efficace pour les galaxies de faibles masses (énergie gravitationnelle de liaison moindre). Il en résulte une augmentation de la métallicité avec la masse : les galaxies les plus massives et donc les plus lumineuses sont plus métalliques et donc plus rouges que les galaxies faibles, d’où la pente observée dans la relation couleur-magnitude des galaxies elliptiques (Carlberg 1984; Arimoto & Yoshii 1987).

Il est possible d’expliquer l’origine de ce gradient de couleur d’une autre manière à partir du modèle de formation hiérarchique des structures (Kauffmann & Charlot 1998) : les galaxies elliptiques sont le résultat de la fusion de systèmes sous forme de disques galactiques à formation d’étoiles. Dans ce scénario, la relation masse-métallicité précède la formation des galaxies elliptiques : la fusion hiérarchique implique que les galaxies les plus massives sont le fruit de la fusion des disques les plus massifs, donc les plus riches en métaux.

Une étude détaillée de cette relation à différents *redshifts* montre également une variation de la pente avec celui-ci (Lopez-Cruz 1997; Gladders et al. 1998; Stott et al. 2009). Une première explication à ce phénomène à été donnée par Kodama & Arimoto (1997) : il serait le résultat de la correction k , l’écart dû à l’expansion cosmique entre l’intervalle d’émission et celui de réception, couplée à l’évolution de la relation

masse-métallicité des galaxies elliptiques au sein d'un amas. Cette évolution permet de contraindre les modèles de formation et d'évolution des galaxies elliptiques. Par exemple, Gladders et al. (1998) ont comparé les pentes observées et celles issues de modèles de formation de ces galaxies et en concluent que la majeure partie des elliptiques présentes dans le coeur des amas se sont formées de manière monolithique à $z > 2.0$ pour ensuite évoluer de manière passive, défavorisant ainsi le modèle de formation hiérarchique.

Stott et al. (2009) ont effectué une étude poussée de cette relation couleur-magnitude sur des amas allant jusqu'à $z = 1$. Ils ont ainsi pu tester les modèles semi-analytiques de formation réalisés par Bower et al. (2006) basés sur les simulations numériques à N-corps du Milenium (Springel et al. 2005), apportant ainsi des contraintes sur le rôle des NAG et le phénomène de strangulation décrit précédemment.

L'existence de cette séquence des elliptiques et ses propriétés constituent donc un outil puissant pour l'étude des galaxies au seins des amas. Cette signature caractéristique des environnements denses fournit également un moyen efficace de détection des amas ainsi qu'une estimation de leur *redshift* ce qui révèle être très utile pour la création de larges échantillons d'amas (par exemple le relevé *RCS*, Gladders & Yee (2000)). Pour finir, comme nous le verrons dans le chapitre 4, elle constitue un outils très utile pour l'analyse d'un amas par effet de lentille gravitationnelle puisqu'elle permet d'isoler une grande partie des galaxies d'un amas, galaxies qui vont polluer et diluer l'intensité du signal de cisaillement.

Luminosité

Au-delà des aspects morphologiques et spectroscopiques des galaxies d'un amas, il est également intéressant de se pencher sur leur distribution générale, notamment en terme de luminosité. Pour cela, on utilise la "fonction de luminosité" de ces galaxies qui traduit le nombre de galaxies par unité de volume et de luminosité. Celle-ci constitue un ingrédient essentiel pour qui veut faire de la cosmologie avec des galaxies.

De même que pour la fonction de masse des amas abordée plus loin, il existe plusieurs formes pour la fonction de luminosité (Binggeli et al. 1988), plusieurs domaines d'applications et différents moyens de la déterminer.

La forme généralement admise de cette distribution est la fonction de Schechter (Schechter 1976) :

$$\phi(L) = \frac{dN}{dL} = \frac{\phi^*}{L^*} \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha e^{-L/L^*} \quad (2.57)$$

où la luminosité caractéristique L^* délimite le régime des luminosités $L \gg L^*$ pour lequel la distribution décroît de manière exponentielle et constitue avec la pente logarithmique α et sa normalisation ϕ^* les 3 paramètres libres du problème.

La caractérisation de cette fonction de luminosité peut s'aborder de différentes manières : étude de la fonction associée à chaque type spectral/morphologique, étude de la fonction composite, influence de l'environnement sur les fonctions spécifiques à chaque type et sur la fonction composite ...

La valeur de la pente α et de la coupure exponentielle L^* permet de contraindre

les importances relatives de chaque population de galaxies ainsi que leur évolution avec le *redshift*. L'analyse dans différents filtres d'observations apporte également des informations supplémentaires sur les transformations morphologiques et spectroscopiques subies par les galaxies. Parmi les études les plus récentes, citons par exemple les travaux de Ilbert et al. (2006) à partir du relevé *VIMOS-VLT Deep Survey* et ceux de Zucca et al. (2009) sur le relevé *zCOSMOS*. Rudnick et al. (2009) ont quand à eux analysé le cas spécifique des galaxies elliptiques dans les amas afin de contraindre la formation et l'évolution la relation couleur-magnitude évoquée précédemment. Ils confirment ainsi l'évolution de cette séquence avec une variation de la pente α et une augmentation significative de la luminosité associée à ces galaxies vers les petits *redshifts* (en particulier pour les galaxies les moins lumineuses, la coupure L^* restant relativement constante), et apportent donc des contraintes sur l'efficacité des différents processus physiques capables d'altérer et de transformer les galaxies d'un amas.

Le cas des amas de galaxies est quelque peu plus délicat que l'étude de la fonction de luminosité des galaxies de champ. En effet, le problème réside dans le fait d'isoler les galaxies membres de l'amas du reste. En absence d'information spectroscopique (*redshifts*) et/ou d'un nombre suffisant de filtres d'observation, la méthode généralement utilisée consiste simplement à estimer le niveau de fond en luminosité hors de la zone couverte par l'amas et à soustraire celui-ci à la luminosité mesurée dans l'amas. Andreon et al. (2005) ont développé néanmoins une méthode rigoureuse du point de vue statistique pour estimer cette fonction de luminosité associée à un amas de galaxie (ajustement combiné du fond et de la composante de l'amas).

Un des principaux intérêts de la fonction de luminosité dans le cadre de l'analyse d'un amas de galaxies réside dans son utilisation pour calculer la luminosité totale de ce dernier. En effet, la luminosité totale s'exprime très simplement à partir de la fonction Gamma d'Euler, $\Gamma(a) = \int_0^\infty e^{-t} t^{a-1} dt = (a-1)!$ si $a > 0$:

$$L_{tot} = \int_0^\infty L\phi(L)dL = \phi^* L^* \Gamma(\alpha + 2) \quad (2.58)$$

De la même manière, le nombre total de galaxies vaut $N_{tot} = \phi^* \Gamma(1 + \alpha)$. Les valeurs typiques de la pente étant $-2 < \alpha < -1$, on remarque que le nombre total de galaxies diverge contrairement à la luminosité totale qui reste dominée par les galaxies les plus brillantes.

Comme les valeurs de α et L^* sont relativement bien contraintes et calibrées en fonction du *redshift*, du filtre d'observation et du type morphologique (par exemple Ilbert et al. (2006)), le problème se résume à estimer la normalisation.

Une autre approche pour déterminer la luminosité totale d'un amas consiste simplement à faire la somme de la luminosité de chaque galaxie d'un catalogue limité en magnitude, y soustraire la contribution des galaxies de champ (estimée dans les zones loin de l'amas) et corriger le résultat obtenu par l'extrapolation de la fonction de Schechter aux plus faibles luminosités. Une coupure en magnitude se traduit par une luminosité observée $L_{obs} = \int_{L_{min}}^\infty L\phi(L)dL = \phi^* L^* [\Gamma(2 + \alpha) - \Gamma(2 + \alpha, L_{min}/L^*)]$. A partir des propriétés des fonctions Gamma incomplètes $\Gamma(a, b)$, on a alors la relation

suivante (Bardeau et al. 2005) :

$$L_{tot} = \frac{L_{obs}}{(1 - C)} \quad (2.59)$$

avec le facteur correctif

$$C = \frac{\Gamma(2 + \alpha, L_{min}/L^*)}{\Gamma(2 + \alpha)} \quad (2.60)$$

On obtient ainsi une estimation rapide de la luminosité totale sans passer par l'ajustement du catalogue de galaxies étudié par une fonction de Schechter pour en déterminer la normalisation ϕ^* . Même si les valeurs de la pente α et de la coupure L^* dépendent *a priori* de l'amas considéré (masse et *redshift*), on peut en première approximation utiliser des valeurs standards trouvées dans la littérature pour en estimer la luminosité optique totale.

Corrélations avec la masse de l'amas

Nous avons vu précédemment que sous l'hypothèse d'une formation hiérarchique d'un halo qui conduit à un amas de galaxies en équilibre dynamique, des relations analytiques s'obtiennent naturellement. Ces lois d'échelle qui relient entre elles les différentes caractéristiques d'un amas sous forme de lois de puissance permettent d'estimer rapidement la masse d'un amas à partir d'une observable telle que la température ou la luminosité X de son gaz.

Comme les observations optiques fournissent également un moyen efficace de générer de larges échantillons d'amas, notamment grâce à la séquence des elliptiques, il est intéressant de chercher des relations similaires qui permettraient d'estimer la masse à partir d'une simple observable. Contrairement aux lois d'échelle X , il est cependant impossible de relier de manière analytique simple la masse aux quantités optiques d'un amas telles que son nombre de galaxies ou bien sa luminosité.

Il existe néanmoins une base théorique qui permet de construire des modèles semi-analytiques de distribution des galaxies au sein d'un amas. Ils utilisent ce qu'on appelle le modèle d'occupation du halo (*HOD* en anglais) dont l'ingrédient principal est la distribution de probabilité qu'un halo de masse M contienne N galaxies, $P(N|M)$ (voir par exemple Ma & Fry (2000); Peacock & Smith (2000); Berlind & Weinberg (2002); Zheng et al. (2009)).

Basée sur les propriétés hiérarchiques de la formation et l'évolution des structures, cette approche permet d'étudier la distribution des galaxies dans le halo principal de l'amas, à la fois leur nombre et leur distribution spatiale. Elle donne également des prédictions sur le biais entre les galaxies et la matière noire, c'est-à-dire sur le rapport entre l'amplitude de la densité numérique de galaxies d'un amas de masse M et l'amplitude du contraste de densité de matière correspondant (Peacock & Smith 2000).

Un autre moyen de confronter prédictions et observations consiste à comparer la fonction de masse théorique des amas avec la fonction de luminosité observée des galaxies (Marinoni & Hudson 2002). Cela permet de prédire par exemple la dépendance du rapport masse/luminosité avec la masse ou bien le nombre de galaxies plus lumineuses qu'une certaine limite dans un amas de masse M .

La difficulté majeure de traiter de la corrélation entre la masse d'un amas et les propriétés de ses galaxies (nombre et luminosité) réside dans la physique de celles-ci. En effet, les divers mécanismes évoqués précédemment vont être plus ou moins efficace pour modifier la population de galaxies selon la masse du halo et sa densité de galaxies, de même que l'efficacité de la formation de galaxies à partir du refroidissement et de l'effondrement du gaz intra-amas.

Tout ceci fait qu'il est bien plus direct de supposer que si de telles corrélations existent, alors elles doivent pouvoir se caractériser par des lois de puissance du type $M(obs, z) \propto obs^\alpha f(z)$. On peut par exemple s'attendre à ce que, dans un modèle de formation hiérarchique simple, un amas 2 fois plus massif possède 2 fois plus de galaxies, et ce quelque soit le *redshift* considéré, soit $M(N, z) \propto N$. La puissance α permet alors simplement de prendre en compte de possibles écarts avec cette vision simpliste qui ne fait pas intervenir les processus de création/destruction de galaxies. Comme nous le verrons dans le chapitre 5, du fait de la petite gamme en *redshifts* couverte par l'échantillon étudié, la dépendance $f(z)$ sera quant à elle négligée.

Des observations optiques d'un amas permettent d'accéder à différentes informations plus ou moins directes : la luminosité optique L , le nombre de galaxies N (appelée richesse par la suite) ainsi que la luminosité de la galaxie la plus brillante L_{BCG} .

Bien évidemment, mesurer la luminosité ou la richesse d'un amas suppose que l'on connaisse son rayon. Celui-ci est *a priori* inconnu mais il existe des relations empiriques qui permettent de l'estimer à partir du nombre de galaxies observées dans une certaine ouverture (Hansen et al. 2005). Même si de telles méthodes restent parfois entâchées d'erreurs (Johnston et al. 2007), la détermination précise du rayon d'intégration pour le calcul de L ou N ne constitue par un facteur majeur d'incertitude sur l'estimation finale de la masse qui reste polluée par la dispersion intrinsèque de la corrélation (Andreon & Hurn 2010).

Du fait de la profondeur limitée des données optiques, il est courant de se restreindre à une certaine magnitude et de ne pas corriger la luminosité obtenue de la façon décrite plus haut, d'autant plus que le nombre total de galaxie diverge. Généralement, la valeur de cette coupure est choisie à la magnitude correspondant à $0.4L^*$, comme par exemple pour l'étude des amas de l'échantillon *maxBCG* par Koester et al. (2007a,b). Il est également usuel de se limiter à la séquence des elliptiques pour estimer la luminosité et le nombre de galaxies d'un amas, celles-ci étant "facilement" détectées et localisées du fait de leur relation couleur-magnitude. L'avantage d'effectuer de telles sélections consiste à mesurer des luminosités et des richesses comparables d'une étude à l'autre. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre 5, d'autres facteurs limitants entre en jeu et rendent quelque peu ardue la comparaison de la normalisation des corrélations.

Il est également possible de dériver d'autres quantités à partir de ces 3 observables et d'étudier leur corrélation avec la masse de l'amas. Par exemple la distribution spatiale en luminosité ou densité des galaxies (position du centre optique, sous-structures, profil radiaux, forme globale à 2 dimension), la fraction de luminosité contenue dans la BCG, la luminosité des deuxième ou troisième galaxies les plus brillantes, la fraction de luminosité attribuée au milieu intra-amas (les mécanismes

évoqués précédemment peuvent en effet libérer du matériel galactique dans l'espace intra-amas, Lin & Mohr (2004) et références associées) ... Bien que secondaires, ces grandeurs permettent d'obtenir des contraintes supplémentaires à la fois sur la physique des galaxies (formation/évolution), sur l'état dynamique d'un amas et sur le modèle de formation/évolution hiérarchique des structures (voir par exemple Lin et al. (2004); Lin & Mohr (2004) pour une étude détaillée sur un large échantillon d'amas proches). Ces quantités annexes restent néanmoins d'une part plus difficiles à mesurer et d'autre part plus sujettes à la physique des galaxies, et donc avec des corrélations bien plus dispersées.

La caractérisation des corrélations $M-N$, $M-L$ et $M-L_{BCG}$ à partir de l'échantillon d'amas utilisé pour cette thèse est présentée chapitre 5, ainsi qu'une comparaison avec différents résultats trouvés dans la littérature. La possibilité d'utiliser ces relations comme estimateur de masse y est également discutée. A cause du nombre restreint d'amas, les corrélations avec les quantités optiques secondaires n'ont pas été explorées en détails et donc ne sont pas présentées dans ce manuscrit.

Pour finir sur les galaxies, citons 2 autres méthodes qui permettent d'accéder à la masse d'un amas : l'estimation de la masse dynamique d'un amas et la technique dite des caustiques.

La première fait simplement appel au théorème du viriel et est historiquement à l'origine de la découverte de la matière noire. Si on considère que les galaxies se comportent comme un gaz en équilibre avec le potentiel gravitationnel du halo de matière noire, alors leur dispersion de vitesses donne un accès direct à la masse totale. Cette méthode requiert donc l'hypothèse hydrostatique ainsi qu'une mesure précise de la vitesse de chaque galaxie. Celle-ci s'obtient à partir du *redshift* qui donne accès à la vitesse radiale. Tenant compte de ce facteur de projection, la mesure de la dispersion de vitesses radiales σ_r donne donc :

$$M_{viriel} = \frac{3R\sigma_r}{G} = 7.0 \times 10^{14} \left(\frac{R}{1 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km.s}^{-1}} \right) \quad (2.61)$$

La seconde méthode nécessite également une estimation de la vitesse des galaxies, et donc des données spectroscopiques. L'idée est que dans le cadre de la formation hiérarchique des structures, un amas se forme par l'accrétion de systèmes plus petits. Dans les régions externes d'un amas, les galaxies qui ont un mouvement apparemment aléatoire possèdent une composante radiale correspondant à la chute vers le centre du halo. Le champ de vitesse des galaxies dans ces régions externes contient donc cette information. Comme cette vitesse d'effondrement est reliée à la masse de l'amas, l'analyse d'un diagramme vitesse/distance au centre de l'amas permet de mesurer directement la masse. Sur un tel diagramme, on peut constater (exemple figure 2.5) que les galaxies sont distribuées dans une région en forme de trompette délimitée par ce qu'on appelle les lignes caustiques. On peut alors montrer que leur amplitude est reliée à la masse totale de l'amas (voir par exemple Kaiser (1987); Diaferio & Geller (1997); Diaferio (1999); Geller et al. (1999); Diaferio et al. (2005)). L'avantage principal de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique et donc peut s'appliquer à des amas non relaxés en phase de fusion ou bien dans les zones externes non thermalisées.

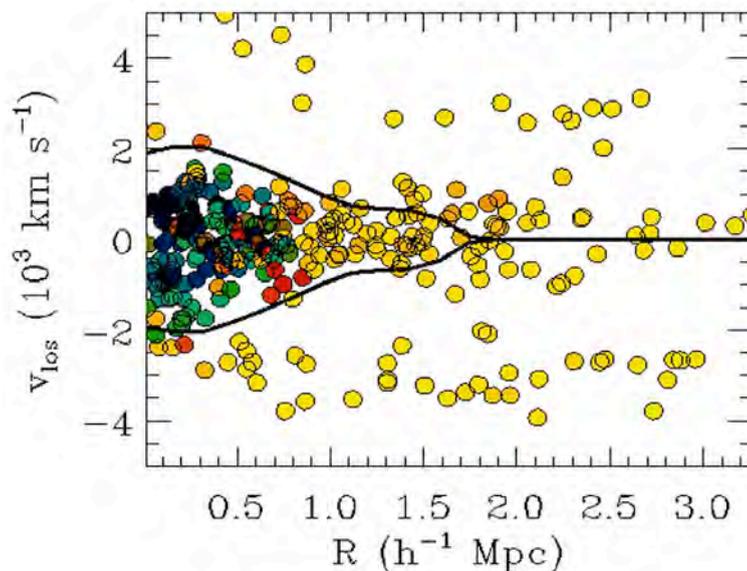


Fig. 2.5: Exemple de diagramme vitesse/distance au centre pour les galaxies de l'amas CL0024. La plupart des galaxies se regroupent dans un région en forme de trompette délimitée par les courbes noires qui sont appelées caustiques. Leur amplitude peut être reliée à la masse de l'amas. Figure issue de la présentation de A. Diaferio lors de l'école d'été Enrico Fermi 2008 (disponible à l'adresse suivante : <http://www.sif.it/SIF/resources/public/files/va2008/Diaferio.pdf>).

2.6.2 Gaz

La matière noire d'un amas de galaxies constitue environ 80% de sa masse, ses galaxies 5%. Le reste de la masse est formé d'un gaz chaud, optiquement mince, partiellement ionisé et ténu. Les densités de particules typiques d'un tel gaz varient de $\sim 10^{-4}\text{cm}^{-3}$ dans les régions externes de l'amas à quelques $\sim 10^{-2}\text{cm}^{-3}$ en son centre. Sa température kT atteint des valeurs comprises entre 0.5 et 15 keV, soit plusieurs millions de degrés, et traduit simplement l'intensité du puit de potentiel gravitationnel de l'amas, $kT \propto GM/R$.

Ce gaz se compose principalement d'hydrogène et d'hélium totalement ionisés. Les éléments lourds sont quant à eux présents avec des abondances de ~ 0.3 fois celles observées dans le soleil. La majeure partie des électrons du gaz sont ceux issus de l'hydrogène et de l'hélium et leur densité est pratiquement indépendante de l'état de ionisation globale du gaz, $n_e \sim 1.2n_H$ où n_H est la densité d'hydrogène. L'analyse des propriétés de ce gaz va permettre d'explorer l'état dynamique d'un amas ainsi que d'en estimer sa masse *via* l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique.

Luminosité X

Pour des amas de température $kT \geq 2$ keV, le processus qui domine le spectre d'émission du gaz est le rayonnement bremsstrahlung thermique continu d'un plasma à l'équilibre de ionisation (Sarazin 1986). Pour les amas de températures plus faibles, les raies d'émission des éléments lourds deviennent importantes et modifient sensiblement le spectre mesuré.

Ce rayonnement de freinage issu des interactions entre les électrons et les ions du plasma a une émissivité qui s'exprime :

$$\epsilon_\nu = \frac{dL}{d\nu dV} \propto g(h\nu, T) n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \quad (2.62)$$

où $g(h\nu, T) \propto \ln(kT/h\nu)$ est le facteur de Gaunt, n_e et n_i sont les densités électronique et ionique, ν la fréquence considérée. Après intégration en fréquences et sur la distribution du gaz, on obtient des valeurs typiques de la luminosité X bolométrique d'un amas $L_X \sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$.

Il est également utile d'introduire la fonction de refroidissement $\Delta_c(T)$ associée au processus de rayonnement (le gaz étant optiquement mince, l'émission bremsstrahlung s'échappe du gaz et donc celui-ci refroidi). La luminosité par unité de volume s'exprime alors $n_e n_i \Delta_c(T)$. Cette fonction de refroidissement permet entre autre de caractériser la zone de refroidissement du gaz qui entraîne un écoulement de celui-ci vers le centre de l'amas, le *cooling flow* en anglais.

Elle fournit également le lien entre la brillance de surface $S(\theta)$ de l'amas (la quantité mesurée par le télescope) et la mesure d'émission projetée $EM(r) = \int n_e^2 dl$. Cela donne accès à la densité du gaz :

$$EM(r) = \frac{4\pi(1+z)^4 S(\theta)}{\Lambda_c(T)} \quad \text{avec } r = D_A(z)\theta \quad (2.63)$$

En pratique, la luminosité X d'un amas est généralement calculée dans une certaine bande d'énergie, $[0.5 - 2keV]$ par exemple. L'avantage d'utiliser celle-ci par rapport à la luminosité bolométrique est qu'elle ne dépend pas ou très peu de la température du plasma (Markevitch 1998). Les luminosités bolométriques peuvent être calculées grâce à des modèles de distribution spectrale d'énergie, mais cela introduit des incertitudes supplémentaires et nécessite de faire une hypothèse sur la température si celle-ci n'est pas connue. Je me suis donc restreint dans le cadre de cette thèse aux luminosités calculées dans la bande $[0.5 - 2keV]$ à partir des observations du satellite *XMM-Newton*.

Température

Comme nous l'avons vu précédemment, la température est une quantité plus difficile à mesurer que la luminosité X d'un amas car elle requiert une bonne statistique afin de faire de la spectroscopie. Elle est obtenue grâce à l'ajustement du spectre observé par un modèle d'émission thermique (bremsstrahlung+raies des éléments lourds) convolué avec la réponse de l'instrument de mesure telles que les variations de l'aire effective et de la résolution spectrale en fonction de la bande d'énergie considérée. Il faut aussi bien évidemment connaître le *redshift* de l'amas ainsi que de l'absorption galactique qui correspond à sa position sur le ciel.

En pratique, c'est surtout la forme du spectre qui permet d'obtenir la température, en particulier la position du *cut-off* exponentiel associé à l'émission bremsstrahlung. La forme du spectre permet également d'estimer l'abondance des éléments lourds par l'intensité des raies d'émissions dont les positions donnent la valeur du *redshift* de l'amas.

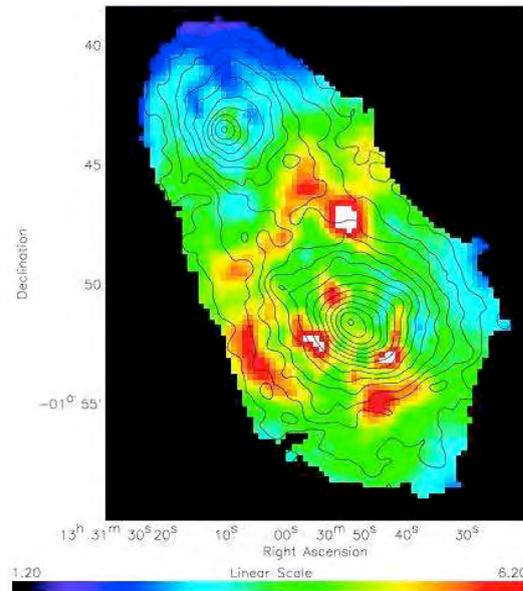


Fig. 2.6: Exemple de carte de température. Ici il s’agit de l’amas double A1750. Les contours en noirs correspondent à l’émission X mesurée par XMM-Newton. On distingue clairement une région plus chaude en forme d’arc entre les 2 sous-amas situés au nord et au sud. La collision de ses 2 structures génère des chocs dans le gaz qui se voit comprimé et donc chauffé. Dans le sous-amas au sud, on remarque également des régions plus chaudes qui correspondent à une fusion antérieure de 1-2 milliard d’années. Figure tirée de Belsole et al. (2004).

En première approximation le gaz d’un amas peut-être considéré comme isotherme. L’estimation de la densité du gaz à partir de la brillance de surface peut alors être simplement associée à la mesure de la température globale pour en déduire la masse totale de l’amas grâce à l’équation de l’équilibre hydrostatique. Cependant le milieu intra-amas n’est pas complètement isotherme, avec en particulier un gradient de température vers le centre. Il est donc préférable de mesurer des profils de température qui permettent de calculer des profils de masse plus précis. Avec des instruments de résolution suffisante il est même possible d’effectuer des cartes de températures (figure 2.6). Celles-ci donnent alors accès à la dynamique de l’amas. On peut par exemple y observer des régions plus chaudes qui correspondent à des zones de compression sous l’effet de fusions en cours ou passées entre différentes sous-structures.

Densité

Une fois la température du gaz connue, il ne reste ”plus” qu’à estimer son profil de densité $\rho_g(r)$ afin d’en déduire la masse de l’amas. Celui-ci peut être obtenu de 2 manières différentes.

La première, non-paramétrique, consiste à effectuer une déprojection de la brillance de surface observée. Nous avons vu que celle-ci est reliée à la mesure d’émission projetée qui dépend directement de la densité du gaz. Cette méthode permet d’obtenir des profils de densité 3D complètement modèle-indépendant (voir par exemple Croston et al. (2006); Morandi et al. (2007) pour des méthodes de déprojection). Le second moyen, plus simple, nécessite certaines hypothèses supplémentaire. La

première consiste à supposer que le gaz est isotherme et en équilibre hydrostatique. Il faut ensuite considérer que les particules responsables de la masse $M(r)$ sont également isothermes et donc de dispersion de vitesses σ_{1D} constante. L'équation de Poisson pour le potentiel gravitationnel ϕ implique alors (Voit 2005) :

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{kT} \frac{d\phi}{dr} = \beta \frac{d \ln \rho}{dr} \quad (2.64)$$

avec le paramètre $\beta = \mu m_p \sigma_{1D}^2 / kT$.

Si pour finir on suppose que le potentiel gravitationnel est généré par une masse distribuée selon le profil de King (King 1962), $\rho(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3/2}$, dont le rayon de coeur r_c prévient de la singularité centrale associée au profil d'une sphère isotherme classique, alors on obtient alors comme profil de densité du gaz $\rho_g(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta/2}$. Ce modèle de densité du gaz, appelé β -modèle (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976), est un des profils paramétriques les plus utilisés pour estimer la masse hydrostatique d'un amas de galaxies à partir d'observations X .

Les valeurs du paramètre β et du rayon de coeur r_c s'obtiennent alors simplement par l'ajustement des observations X au profil de brillance de surface correspondant qui s'exprime $S(r) \propto [1 + (r/r_c)^2]^{-3\beta+1/2}$.

D'autres modèles plus fins peuvent également être utilisés comme par exemple un double β -modèle (Pratt & Arnaud 2002) pour lequel on introduit un second paramètre β_{in} afin de caractériser la partie interne de l'amas, pour $r < r_c$.

Entropie

Une dernière grandeur associée à la composante X d'un amas de galaxies qui mérite attention est l'entropie du gaz. L'analyse du profil d'entropie d'un amas de galaxies fournit un moyen supplémentaire d'étudier celui-ci, en particulier son histoire thermodynamique. Aussi bon nombre de travaux sur les amas utilise cette approche, notamment dans le but de tester l'hypothèse d'auto-similarité (Bower 1997; Bryan 2000; Lloyd-Davies et al. 2000; Brighenti & Mathews 2001; Dos Santos & Doré 2002; Pratt & Arnaud 2003; Ponman et al. 2003; Donahue et al. 2006; Pratt et al. 2006; Morandi et al. 2007; Faltenbacher et al. 2007; Pratt et al. 2010).

L'entropie du gaz d'un amas, associée au potentiel gravitationnel de celui-ci, détermine sa structure et sa répartition (Voit 2005). En effet, le gaz de plus forte entropie flotte alors que le gaz d'entropie plus faible coule. Le gaz va donc avoir un comportement convectif jusqu'à ce que ses surfaces isentropiques coïncident avec les surfaces équipotentiel du potentiel de la matière noire. Les profils de température et de densité du gaz observés ne sont donc que le reflet de sa distribution en entropie.

Celle-ci s'exprime généralement (Voit 2005) :

$$K = \frac{kT}{\mu m_p \rho_g^{2/3}} \quad (2.65)$$

Les mécanismes principaux responsables de la génération d'entropie sont les suivants :

- accréation régulière : l'accréation symétrique gravitationnelle fait subir au gaz un choc lorsqu'il entre dans l'amas (Knight & Ponman 1997; Tozzi & Norman 2001; Voit et al. 2003). Si le gaz est froid au moment de pénétrer dans l'amas,

alors seul le choc d'accrétion est source de l'entropie du milieu intra-amas. A l'opposé, si le gaz subit des mécanismes de pré-chauffage avant le choc, le nombre de Mach de ce choc est moins important et le niveau d'entropie du gaz reflète à la fois le processus d'accrétion et la quantité de pré-chauffage.

On peut montrer (Voit et al. 2005) que pour le cas d'un gaz froid, le profil d'entropie généré par ce mécanisme d'accrétion douce dépend entièrement de l'histoire de l'accrétion de masse $M(t)$. Les objets avec des histoires d'accrétion identiques doivent donc être auto-similaires du point de vue entropique. Dans le cas extrême opposé, si le gaz est initialement suffisamment chaud, alors son niveau d'entropie d'origine K_0 avant l'accrétion par le potentiel gravitationnel de matière noire domine le profil final d'entropie qui par conséquent est constant, égal à K_0 .

- fusion hiérarchique : en réalité, le gaz n'est pas parfaitement homogène et ne subit pas une accrétion régulière et symétrique. Le gaz entre dans l'amas sous forme de sous-structures de densités différentes. Au lieu d'un choc d'accrétion unique et bien défini, l'entropie est générée par une succession complexe de différents chocs lors de l'entrée de chaque sous-structure dans le milieu intra-amas du halo principal. Ce genre de mécanisme nécessite la mise en place de simulations numériques afin d'être étudié précisément (Navarro et al. 1995; Kay 2004; Voit et al. 2005; Muanwong et al. 2006; Kay et al. 2007). Navarro et al. (1995) ont par exemple montré qu'une simulation numérique de conditions initiales cosmologiques standards conduit ce modèle d'accrétion à former des amas ayant des structures d'entropie proches de l'auto-similarité. Borgani et al. (2001, 2002) ont également montré que des profils d'entropie simulés par ce modèle complexe sont semblables en forme aux profils créés par accrétion régulière. Ils ont cependant une normalisation différente, l'accrétion régulière conduisant à des profils d'entropie plus élevés (voir par exemple Ponman et al. (2003); Voit et al. (2003) pour une discussion sur ce sujet).

Observationnellement, que ça soit avec une étude sur des amas combinés (Ponman et al. 2003) ou bien pris individuellement (Pratt et al. 2006), un écart avec les prédictions théoriques et les résultats de simulations numériques adiabatiques est confirmé même si les profils observés restent très similaires en forme (figure 2.7). Cela témoigne de l'impact de mécanismes non gravitationnels capables de modifier l'état thermodynamique du gaz intra-amas. La comparaison avec ces mêmes simulations adiabatiques indique la présence d'un excès d'entropie (en particulier au centre des amas) par rapport au modèle de formation purement gravitationnel, résultat en accord avec la différence de normalisation de la relation $M - T$ entre observations et simulations évoquée précédemment.

2.6.3 Impact des mécanismes non-gravitationnels

Contrairement à la matière noire qui est supposée être non collisionnelle, la composante baryonique est responsable de divers mécanismes qui influencent l'évolution purement gravitationnelle d'un amas. Les conséquences de ces processus se situent à plusieurs niveaux : dispersion autour des lois d'échelle, brisure de l'auto-similarité

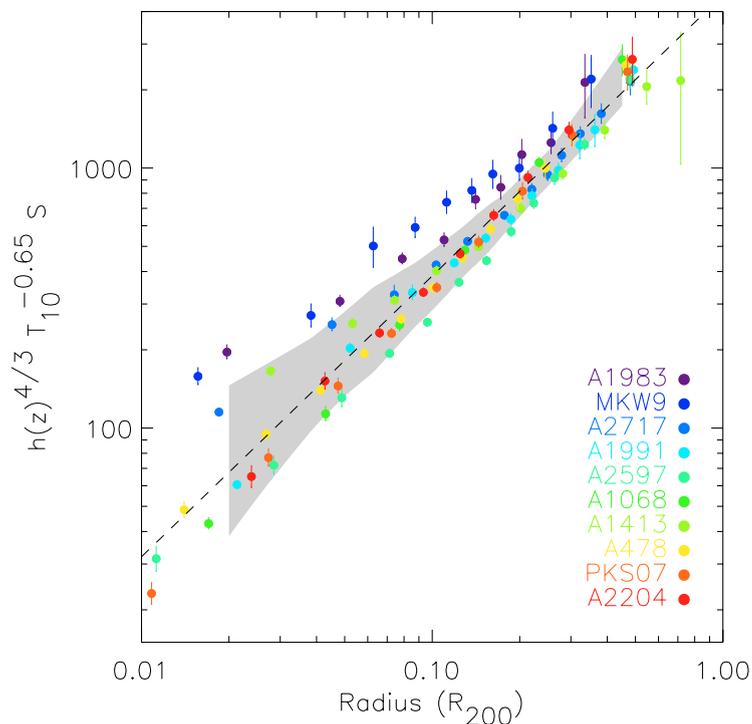


Fig. 2.7: Exemple de profils d'entropie normalisés. La forme similaire apparaît clairement, en particulier dans les régions externes. Proche du centre, la dispersion est sensiblement plus importante (largeur de la zone grisée plus importante), ce qui traduit l'influence plus grande des processus non gravitationnels. La droite en pointillés correspond à $S \propto R^{1.08}$, une valeur proche de la valeur 1.1 caractéristique de la forme d'un profil d'entropie généré par une formation purement gravitationnelle d'un amas. Figure tirée de Pratt et al. (2006).

(profils de température, entropie, densité, ... différents en forme), écart par rapport aux lois d'échelle théoriques (normalisations, pentes et évolutions différentes).

La comparaison entre observations, simulations et théorie permet de poser des contraintes sur l'importance relative de chaque processus et de quantifier son impact sur les propriétés finales d'un amas. Les principaux suspects potentiellement responsables de ces écarts par rapport au modèle théorique de la formation hiérarchique purement gravitationnelle des structures sont présentés succinctement dans ce qui suit (se référer par exemple à Donahue & Voit (2004); Voit (2005) pour plus de détails).

Pré-chauffage

La forme des profils d'entropie dans les régions centrales des amas et leur forte dispersion une fois normalisés témoignent d'un écart par rapport aux prédictions du modèle standard. Aussi il a été proposé l'existence d'un seuil d'entropie universel minimal du gaz avant son entrée dans l'amas (Evrard & Henry 1991; Kaiser 1991) afin d'expliquer la forme plus plate des profils observés.

L'analyse d'amas froids pour lesquels l'entropie intrinsèque à la formation hiérarchique est supposée la plus petite suggère un seuil de l'ordre de $\sim 135 \text{ keV cm}^2$ (Ponman et al. 1999; Lloyd-Davies et al. 2000). Cette valeur, une fois incluse dans des simu-

lations numériques adiabatiques étudiant la formation d'un amas, permet effectivement de retrouver une relation température-luminosité telle que celles mesurées à partir d'observations X (Bialek et al. 2001).

La présence de cette entropie supplémentaire fournit une explication à l'écart de la relation $L_X - T$ observée par rapport au modèle théorique : l'entropie issue de l'étape de pré-chauffage réduit la propension du gaz à être comprimé dans les zones centrales d'un amas. Cette résistance à la compression est d'autant plus efficace que l'amas considéré a une faible masse. Les amas les plus froids ont donc une densité centrale amoindrie, ce qui se traduit par une émissivité X plus petite. Ces amas froids ont donc des luminosités X plus faibles que prévues par le modèle purement gravitationnel, d'où une pente de la loi d'échelle plus importante, ~ 2.7 et non 2.

À partir d'arguments sur la quantité d'entropie supplémentaire et les échelles d'énergies mises en jeu, Lloyd-Davies et al. (2000) concluent que cette étape de pré-chauffage prend place à des *redshifts* $z < 7 - 10$ mais avant l'effondrement et la formation de l'amas. Les mécanismes invoqués comme responsables de cette injection d'énergie supplémentaire sont le pré-chauffage par des quasars (lors de la réionisation de l'Univers), la population III d'étoiles (les premières étoiles) ainsi que des vents galactiques. Même si ce processus de pré-chauffage permet d'expliquer la perte de similarité observée sur les profils d'entropies dans les zones centrales ainsi que la pente de la relation $L_X - T$, ce mécanisme souffre de plusieurs problèmes. Par exemple, la valeur du seuil observé reste difficilement explicable (Lloyd-Davies et al. 2000). Il en va de même pour l'absence de coeurs isentropiques pour les amas les plus froids (Tozzi & Norman 2001) pour lesquels l'étape de pré-chauffage qui précède l'entrée du gaz dans l'amas devrait dominer le profil d'entropie final. Ce processus non-gravitationnel ne peut donc pas être le seul responsable des écarts par rapport au modèle hiérarchique.

Refroidissement radiatif

Du fait de son épaisseur optique, le gaz perd de l'énergie par son émission bremsstrahlung. Cette perte radiative peut être exprimée grâce à la fonction de refroidissement Λ_c . Cette perte d'énergie, Δq par particule, se traduit également par une réduction d'entropie $\Delta K^{3/2} = \Delta q/kT$.

Ce mécanisme de refroidissement sera efficace si son temps caractéristique est inférieur à l'âge de l'amas $\propto 1/H(z_{amas})$. Il peut s'exprimer comme le rapport entre l'enthalpie et la puissance dissipée par radiation (Neumann & Arnaud 1999) :

$$t_{cool} = \frac{5}{2} \frac{kT}{n\Lambda_c(T)} \quad (2.66)$$

L'effet direct de ce refroidissement est une diminution de la température au centre de l'amas là où l'émission X est la plus importante. Paradoxalement, ce mécanisme induit aussi une augmentation de sa luminosité X . Le refroidissement du gaz est en effet associé à une condensation graduelle de celui-ci au coeur de l'amas, ce qui génère un écoulement vers le centre du gaz situé dans ses régions plus externes : c'est ce qu'on appelle la région de *coolong flow* (Cowie & Binney 1977; Fabian & Nulsen 1977; Mathews & Bregman 1978).

Cela est vérifié observationnellement par la présence de profils de brillance très piqués au centre et avec un écart significatif par rapport à l'isothermalité (par exemple (Markevitch 1998)). La présence de galaxies très massives au centre des amas (galaxies cD, voir chapitre 5) témoigne également de ce refroidissement radiatif. En effet, de telles galaxies peuvent se former selon divers mécanismes, principalement par la fusion de galaxies, mais aussi par l'accrétion du gaz qui s'écoule sur le coeur des amas (Cowie & Binney 1977).

La prise en compte de ce mécanisme dans diverses simulations numériques permet de réconcilier la relation $L_X - T$ obtenue avec celle déduite d'observations (Muanwong et al. 2001; Borgani et al. 2002; Davé et al. 2002; Kay et al. 2003). Cela constitue donc un bon argument pour attribuer la perte de similarité des amas de galaxies et les écarts aux lois théoriques à ce processus.

Néanmoins un tel mécanisme souffre d'un problème majeur : un sur-refroidissement associé à une sur-condensation du gaz (Voit & Bryan (2001) par exemple). Là encore, des mécanismes supplémentaires sont nécessaires afin de réconcilier modèles et observations, dans le cas présent, des processus capables de réguler ce refroidissement radiatif dans le coeur des amas.

Supernovae et NAG

Les deux principaux acteurs capables d'agir de manière efficace sur le gaz au coeur d'un amas afin d'en prévenir un sur-refroidissement et une sur-condensation sont les explosions de supernovae et les galaxies actives.

L'observation des éléments lourds présents dans le gaz suggère que l'énergie totale injectée par les supernovae (chauffage et injection de matière par vents galactiques) est de l'ordre de $\sim 0.3 - 1$ keV par particule de gaz (Finoguenov et al. 2001a; Pipino et al. 2002). Or la quantité d'énergie nécessaire pour éviter un sur-refroidissement tout en expliquant les relations masse-observables est environ ~ 1 keV (Wu et al. 2001; Voit et al. 2002; Tornatore et al. 2003), soit la limite supérieure autorisée par l'observation de l'abondance des éléments lourds. Donc, même en supposant que les supernovae transfèrent toute leur énergie sous forme thermique (pas de pertes radiatives), elles ne peuvent à elles seules que difficilement expliquer la compensation du refroidissement radiatif.

Les NAG et leur éjection de plasma relativiste constituent une alternative possible (Valageas & Silk 1999; Wu et al. 2001; Cavaliere et al. 2002). La façon dont ces éjectats réchauffent le gaz intra-amas reste cependant assez complexe et difficile à contraindre (Voit 2005).

Conduction thermique et mélange turbulent

La conduction de la chaleur peut en principe contrebalancer en partie les pertes radiatives dans les régions centrales d'un amas (Bertschinger & Meiksin 1986; Bregman & David 1988; Sparks 1992). Un plasma qui possède un certain gradient de température ∇T verra ses électrons générer un flux de chaleur $\kappa_s \nabla T$ avec $\kappa_s \approx 6 \times 10^7 T^{5/2} \text{erg.cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$ (Spitzer 1962).

Cependant, les observations de gradients de température dans bon nombre de coeurs d'amas tendent à montrer qu'une conduction régulière de la chaleur par ce mécanisme

n'est pas assez efficace (Voit et al. 2005). Des phénomènes de turbulence capables de mélanger gaz chaud et gaz froid sont une possibilité supplémentaire pour améliorer cette conduction thermique au coeur des amas de galaxies (Kim & Narayan 2003).

Au final, on retiendra que les amas de galaxies exhibent une remarquable similarité de leur profils de température, densité et entropie hors de leur région centrale $R > 0.1R_{200}$ (par exemple Arnaud (2005)). Ceci semble confirmer que les mécanismes présentés ici ne sont pas responsables d'une brisure de l'auto-similarité des amas mais agissent plutôt sur les lois d'échelle. L'action de ces processus non gravitationnels sur le coeur des amas, les moins massifs en particulier, génère des écarts parfois significatifs avec les prédictions du modèle hiérarchique, par exemple la normalisation de la relation $M - T$ ou bien la pente de la relation $L_X - T$. Pour finir, ces processus sont également responsables d'une forte dispersion autour de ces lois d'échelle, notamment par la présence de coeurs froids (*cooling core*) pour certains amas. Ils imposent donc une limite intrinsèque à l'utilisation de quantités annexes pour estimer la masse d'un amas de galaxies ce qui se répercutera en particulier sur le calcul de leur fonction de masse.

2.7 Les amas de galaxies comme contrainte cosmologique

Les amas de galaxies sont un outil formidable pour qui souhaite étudier les phénomènes physiques responsables de la formation et de l'évolution des grandes structures grâce à leurs propriétés structurelles et leurs lois d'échelle qui fournissent de précieux éléments de compréhension de la physique mise en jeu.

La seconde utilité de ces objets est bien évidemment l'influence des propriétés cosmologiques de notre Univers sur leur caractéristiques observables. Il existe différents moyens indépendants d'y parvenir et d'en déduire des limites plus ou moins fortes sur les paramètres qui décrivent tel ou tel modèle cosmologique. Dans ce qui suit sont présentées les principales applications cosmologiques des amas de galaxies ainsi que les dernières contraintes qui découlent de leur étude.

2.7.1 Fraction de baryons

Les modèles les plus simples de formation des amas suggèrent que la proportion de ses différentes composantes doit être similaire à celle de l'Univers global. La fraction de baryon d'un amas de galaxies, $f_b = \Omega_b/\Omega_m = f_{gaz} + f_{galaxies}$, est donc sensée être constante et commune à tous les amas.

La densité de baryon Ω_b peut être estimée lors de l'ajustement du spectre de puissance du FDC. La mesure de f_b permet donc en théorie de contraindre la densité de matière Ω_m (White et al. 1993). Pour cela, il est également nécessaire de disposer d'une estimation indépendante de la constante de Hubble puisque $\Omega_b \propto h^{-2}$, $f_{gas} \propto h^{-3/2}$ et $f_{galaxies} \propto h^{-1}$.

Les études d'échantillons d'amas de galaxies qui se basent à la fois sur l'estimation de la fraction de gaz et de la fraction de galaxies sont rares (Lin et al. 2003). Ω_m est

plus généralement contrainte uniquement avec la fraction de gaz en supposant un rapport $f_{galaxies}/f_{gaz}$ constant et déterminé par d'autres études (Ettori et al. 2003; Allen et al. 2004).

Les difficultés principales de ce type d'analyses proviennent de la dépendance de la fraction de gaz avec le rayon considéré, f_{gaz} augmentant avec celui-ci (Markevitch & Vikhlinin 1997; Pratt & Arnaud 2002; Allen et al. 2004; Vikhlinin et al. 2006). Dans les zones très centrales, $r < R_{2500}$, l'action des processus non gravitationnels (NAG en particulier) ou bien la présence d'une galaxie cD entraînent de fortes variations sur la valeur estimée de f_{gaz} (Arnaud & Evrard 1999; Mohr et al. 1999; Vikhlinin et al. 2006) ainsi qu'un déficit par rapport à sa valeur globale à l'échelle cosmique (Ettori et al. 2003; Vikhlinin et al. 2006). Le caractère similaire des amas qui se manifeste de manière plus forte à large distance du centre se retrouve également pour la fraction de gaz qui révèle moins de variations d'amas à amas et un meilleur accord avec la fraction de gaz de l'Univers lorsqu'on se place à $r > R_{2500}$ (Vikhlinin et al. 2006). L'utilisation de celle-ci comme contrainte cosmologique requiert donc une analyse qui ne se focalise pas sur le cœur de l'amas et nécessite un instrument avec un champ de vue suffisamment grand (avantage donc ici à *XMM-Newton* par rapport à *Chandra*).

Une autre source d'erreurs provient de la dépendance observée entre f_b et la masse du système considéré avec des fractions plus grandes pour les amas les plus massifs (Vikhlinin et al. 2006). Là encore, l'effet des processus non gravitationnels est la cause de cette perte de similarité, l'action de ces mécanismes étant plus importante pour les amas les moins massifs.

Cette variation de f_b avec le rayon et la masse d'un amas constitue le principal obstacle pour faire de la cosmologie de précision avec ce type d'analyse. Cependant, les résultats obtenus restent assez fins et cohérents entre eux. Par exemple Ettori et al. (2003) obtiennent $\Omega_m = 0.37 \pm 0.08$ à partir de données *Beppo-SAX*, Lin et al. (2003) trouvent $\Omega_m = 0.28 \pm 0.03$ avec des données *ROSAT/ASCA* et Allen et al. (2002) $\Omega_m = 0.30 \pm 0.04$ avec des données *Chandra*.

2.7.2 Propriétés constantes des amas comme indicateur de distance

Tout comme les supernovae, la position du premier pic dans le spectre du FDC ou bien dans la fonction de corrélation des galaxies (BAO), certaines propriétés des amas de galaxies sensées être constantes peuvent servir de test géométrique et donc apporter des contraintes sur Ω_m et Ω_Λ (ou le paramètre de l'équation d'état de l'énergie noire). Ainsi, la fraction de gaz présentée précédemment ou bien le rayon isophotal constituent 2 grandeurs qui peuvent être associées à des chandelles standards (Sasaki 1996; Mohr et al. 2000). Dans le même esprit, les profils de mesure d'émission peuvent également servir de contraintes cosmologiques, même si cela nécessite une correction associée à l'évolution standard des amas ainsi qu'une normalisation de manière à être auto-similaires (Arnaud et al. 2002a).

Ces contraintes sont équivalentes à des tests géométriques pour sonder l'Univers et sont donc *a priori* faciles à mettre en place. Cependant ils reposent sur certaines hypothèses plus ou moins fortes possibles sources d'erreurs systématiques. Par exemple,

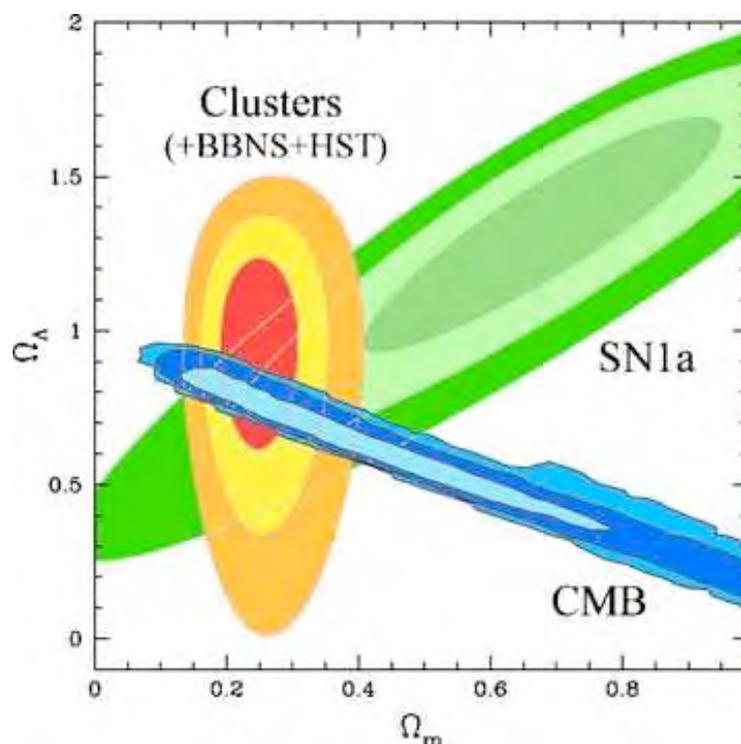


Fig. 2.8: Exemple de contraintes sur Ω_m et Ω_Λ à partir des amas de galaxies. Ici, c'est la fraction de gaz qui est utilisée comme indicateur de distance. La complémentarité avec les contraintes déduites de l'analyse du FDC et des supernovae est évidente puisque les dégénérescences associées à chaque jeu de données ne sont pas les mêmes. Figure tirée de Allen et al. (2004).

l'estimation de la fraction de gaz requiert de déterminer la masse totale d'un amas ainsi que sa masse de gaz, généralement à partir de modèles théoriques (profil NFW et β -modèle). La prise en compte de l'évolution représente aussi une limite forte puisqu'il faut supposer celle-ci être standard.

Les contraintes obtenues restent néanmoins très utiles, notamment lorsqu'elles sont combinées avec d'autres types d'analyses. Allen et al. (2004) ont obtenu par exemple $\Omega_m = 0.245 \pm 0.04$ et $\Omega_\Lambda = 0.96 \pm 0.2$. On constate ainsi sur la figure 2.8 toute la complémentarité avec les résultats déduits du FDC et des supernovae.

2.7.3 Fonction de masse

Un autre moyen de mettre à profit les amas de galaxies pour contraindre les propriétés cosmologiques de notre Univers consiste à étudier leur distribution en masse et son évolution au cours du temps cosmique. On s'attend en effet à ce que le nombre d'amas compris dans un intervalle de masse à un *redshift* donné dépende à la fois des conditions initiales de la formation des structures, de la manière dont elles évoluent et des propriétés globales de l'Univers. La possibilité de "compter" les amas de galaxies par tranches de masses et *redshifts* fournit donc un moyen de confronter prédictions théoriques et observations. L'étude de la fonction de masse, comment la mesurer proprement et en déduire des contraintes cosmologiques reste un sujet vaste et dépassant largement le cadre de ma thèse. Il ne sera donc abordé

que brièvement dans ce qui suit.

Le formalisme qui décrit la distribution en masse des amas de galaxies a été introduit par Press & Schechter (1974), sous les conditions d'un champ de perturbations de densité gaussien et combinant formation des structures par effondrement gravitationnel sphérique et croissance linéaire de ces perturbations. De manière générale, Le nombre de halos au *redshift* z compris dans la tranche de masses $[M, M + dM]$ peut s'écrire :

$$n(M, z)dM = \frac{\bar{\rho}}{M} f(\nu) \frac{d\nu}{dM} dM \quad (2.67)$$

$\bar{\rho}$ est la densité cosmique moyenne. $\int_{\nu}^{+\infty} f(\nu) d\nu$ est la fraction d'espace couverte par des sphères de masse $\geq M$ considérées comme virialisées. La forme de la fonction de masse est caractérisée par la fonction f qui ne dépend que de la variable $\nu = \delta_c(z)/\sigma_z(M)$. $\delta_c(z)$ représente la limite du contraste de densité pour lequel un halo est considéré comme virialisé. Il correspond à l'extrapolation linéaire de δ_{vir} du modèle de formation "top-hat" introduit précédemment. Sa valeur vaut 1.68 à tous les *redshift* dans un Univers EdS (voir Lacey & Cole (1993); Eke et al. (1996) pour son expression dans des cosmologies différentes). $\sigma_z(M)$ est l'amplitude des fluctuations de masse à l'échelle de masse M au *redshift* considéré. Elle s'obtient à partir de la croissance linéaire des perturbations et de sa valeur actuelle estimée à l'échelle de 8 Mpc (équation 2.20).

La fonction f introduite par Press et Schechter correspond au modèle hiérarchique de la formation des structures par effondrement gravitationnel sphérique. Elle s'exprime :

$$f(\nu) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left(-\frac{\nu}{2}\right) \quad (2.68)$$

D'autres expressions sont parfois utilisées. Ainsi, Sheth & Tormen (1999) ont étendu l'analyse à l'effondrement d'un halo de manière elliptique et en déduisent une nouvelle fonction f semi-analytique (ajustée à partir de simulations numériques). Jenkins et al. (2001) ont également développé une autre fonction de masse, aussi semi-analytique et contraintes grâce à différentes simulations numériques. La particularité de celle-ci tient dans le fait que la valeur de δ_c est constante à tous les *redshifts* et que la masse d'un halo est définie par rapport à la densité moyenne de l'Univers, $M \propto 180\Omega_m(z)\rho_c(z)$, plutôt que par rapport à sa densité critique, $M \propto \delta_{vir}(z)\rho_c(z)$. Ils montrent qu'avec cette définition leur fonction de masse est pratiquement invariante puisqu'elle réussit à ajuster les résultats de simulations numériques avec des précisions inférieures à 20% pour différentes cosmologies sous-jacentes, une précision suffisante à la vue de la quantité de données actuelle.

La sensibilité de la fonction de masse des amas de galaxies aux paramètres cosmologiques est évidente puisqu'apparaît explicitement la normalisation du spectre de fluctuations $\sigma(M)$ (ou de manière équivalente σ_8) et le taux de croissance $D(z)$, fonction des paramètres cosmologiques "usuels". Plusieurs dépendances cosmologiques supplémentaires apparaissent naturellement lorsqu'on relie la fonction de masse aux observations. Celles-ci fournissent le nombre moyen d'amas de masses supérieures à une certaine masse limite M_{min} qui correspond par exemple à une limite en flux lumineux pour un échantillon d'amas X . Cette borne inférieure est dépendante de

la cosmologie *via* les lois d'échelles et la distance angulaire $D_A(z)$ qui va relier le flux reçu et la luminosité d'un amas. Si on se place au *redshift* $z \pm dz/2$ avec des observations dans un angle solide $d\Omega$, la quantité mesurée est alors :

$$\frac{dN}{dzd\Omega(z)} = \left[\frac{dV}{dzd\Omega}(z) \int_{M_{min}(z)}^{\infty} dM \frac{dn}{dM} \right] \quad (2.69)$$

L'élément de volume dV représente une fonction supplémentaire des paramètres cosmologiques : une mesure précise de cette fonction de masse permet donc en théorie d'obtenir des contraintes fortes sur les paramètres libres du modèle étudié et constitue un outils puissant à combiner avec les autres jeux de données tels que le FDC ou les supernovae.

Toutes ces dépendances avec les différents paramètres cosmologiques font qu'il est assez difficile de deviner l'impact de chacun d'eux sur la forme, la normalisation et l'évolution de la fonction de masse.

On peut montrer néanmoins qu'elle dépend principalement de Ω_m et de σ_8 avec une évolution très sensible à Ω_m , notamment pour le nombre d'amas très massifs (Oukbir & Blanchard 1992). Une étude détaillée de l'impact des paramètres cosmologiques majeurs (Ω_m , σ_8 , w et h) sur la fonction de masse est présentée dans Haiman et al. (2001). On retiendra que Ω_m influence le nombre d'amas à tout les *redshifts*, un plus grand Ω_m donnant moins d'amas et vice versa. w change la pente de la distribution en *redshift* (les cas où $w > -1$ présentent une pente plus plate pour des *redshift* supérieurs à ~ 0.55). La constante de Hubble quant à elle possède une influence similaire à Ω_m mais relativement moins forte.

L'analyse de l'abondance locale d'amas de masse M fournit une contrainte sur l'amplitude de la perturbation de densité à l'échelle physique $R \propto (M/\Omega_m \rho_c)^{1/3}$ contenant cette masse. Cette échelle dépend donc à la fois de Ω_m et de M et ne permet de contraindre *a priori* qu'une relation entre Ω_m et σ_8 . Aussi, les contraintes issues de l'étude de la fonction de masse locale sont généralement présentées sous la forme $\sigma_8 \Omega_m^\alpha = A$ avec $A \simeq 0.4 - 0.6$ et $\alpha \simeq 0.4 - 0.6$ (voir Wen et al. (2010) pour une compilation récente des différents résultats à partir d'échantillons d'amas X ou optiques). Cette dégénérescence peut-être brisée de différentes manières (Voit 2005). Par exemple, en utilisant simplement des estimations indépendantes de σ_8 ou Ω_m sous la forme de contraintes *a priori*. Une analyse de la fonction de masse sur une gamme de masses suffisamment large permet par ailleurs de caractériser la forme du spectre $P(k)$ qui est fortement dépendante de Ω_m , et donc fournit également un moyen de briser la dégénérescence $\Omega_m - \sigma_8$ (Reiprich & Böhringer (2002) par exemple). Il est aussi possible de traiter σ_8 non pas comme un paramètre libre du modèle mais de l'ajuster de façon à reproduire l'abondance locale observée une fois le modèle cosmologique spécifié (voir Haiman et al. (2001)). La dernière solution consiste à étudier l'évolution de la fonction de masse à différents *redshift*, évolution principalement dictée par Ω_m .

Outre la difficulté de définir de manière satisfaisante une fonction de masse universelle, la principale source de problèmes à son application comme contrainte cos-

mologique réside dans l'estimation de la masse des amas. En effet, l'analyse de la fonction de masse requiert de large catalogues d'amas dont les masses sont inconnues. Comme l'estimation directe de la masse d'un amas nécessite des données de grande qualité associées à une analyse relativement complexe, il faut utiliser les lois d'échelle afin de convertir une distribution en température ou luminosité X en distribution en masse. Aussi, il est clair que toute erreur sur la normalisation ou la pente des relations d'échelle va se répercuter d'une manière plus ou moins significative sur la mesure de la fonction de masse et donc sur la qualité finale des contraintes cosmologiques qui en sont déduites. De manière générale, si l'on considère l'observable X et comme estimateur de masse la relation d'échelle $M_{200} - X$, un relevé d'amas permet de mesurer la densité numérique co-mobile $dn/d\ln X$ dans des intervalles logarithmiques en X .

Pour transformer cette observation en $dn/d\ln \sigma^{-1}$ (version différentielle de la fonction de masse), il est nécessaire de connaître la pente de la relation d'échelle, $\alpha_X = d\ln X/d\ln M$, sa normalisation, ainsi que la pente effective de la relation entre l'échelle de masse M et la dispersion correspondante, $\alpha_M = d\ln \sigma^{-1}/d\ln M$. En se plaçant à une certaine échelle de masse M_{fit} et en se donnant une valeur de Ω_m , on peut alors déduire la meilleure valeur $\sigma_{fit} = \sigma(M_{fit})$ de la fonction de masse observée et ainsi obtenir $\sigma_8 \simeq (M_{fit}/M_8)^{\alpha_M} \sigma_{fit}$.

Il est possible de montrer (Voit 2000; Evrard et al. 2002; Seljak 2002) que toute erreur $\Delta M/M$ sur la normalisation de la loi $M_{200} - X$ produit alors un écart sur la normalisation du spectre de puissance :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma_8}{\sigma_8} &= \left(\alpha_M + \frac{d\ln \sigma_{fit}}{d\ln M_{fit}} \right) \frac{\Delta M}{M} \\ &= \alpha_X \left[\alpha_M + \frac{1}{\epsilon_J(\ln \sigma^{-1} + B_J)^{\epsilon_J-1}} \right] \frac{\Delta X}{X} \end{aligned} \quad (2.70)$$

où la seconde ligne suppose que la fonction de masse de Jenkins a été utilisée pour déterminer σ_{fit} . Evrard et al. (2002) ont montré que pour les amas riches, une erreur systématique de 25% sur la masse induit une erreur de 10% dans la mesure de σ_8 , la situation étant pire pour les amas de plus faibles masses (Huterer & White 2002).

La dispersion de la relation masse-observable constitue également une source d'imprécisions (voir par exemple Pierpaoli et al. (2003)), notamment car le nombre réel d'amas de faible masse estimé via la relation d'échelle à des masses plus grandes dépasse le nombre d'amas massifs "déplacés" dans le sens opposé. Cela va se traduire par une normalisation de la fonction de masse sur-estimée et donc une sur-estimation de σ_8 . La précision de l'estimation des masses utilisées pour calibrer la relation d'échelle va donc directement influencer la qualité des contraintes cosmologiques déduites de la fonction de masse, la dispersion des amas autour d'une loi donnée étant la somme (quadratique) de la dispersion statistique causée par l'erreur de mesure sur les masses et observables avec la dispersion intrinsèque de la relation, causée quant à elle par les divers processus physiques présentés précédemment. Aussi, une estimation "parfaite" de la masse des amas servant à l'étalonnage de la relation n'est donc pas nécessaire à cause de cette dispersion intrinsèque (dans notre cas, nous verrons au chapitre 5 que nos estimations des masses sont suffisamment précises pour que la dispersion statistique soit plus petite que la dispersion intrinsèque). La "meilleure"

loi d'échelle sera donc celle qui présente la plus faible dispersion intrinsèque. En pratique, il est courant de tenir compte de la dispersion (totale) de la loi d'échelle en convoluant la fonction de masse test par un filtre gaussien $g(x, \sigma) = e^{-x^2/2\sigma^2}/(\sqrt{2\pi}\sigma)$ où σ est la dispersion de la relation, $x = \log M$ (Ikebe et al. 2002; Reiprich & Böhringer 2002).

Une solution alternative au problème lié à la caractérisation de la loi d'échelle utilisée comme estimateur de masse consiste à réaliser une auto-calibration de celle-ci. Sa pente et sa normalisation (et éventuellement les paramètres qui décrivent son évolution) sont considérés comme des paramètres libres du problème et sont ajustés en même temps que les paramètres cosmologiques (Levine et al. 2002; Hu 2003; Majumdar & Mohr 2004; Lima & Hu 2005). Afin d'être effective, cette méthode requiert un large catalogue d'amas couvrant une large gamme de masses et de *redshifts*. Son avantage réside dans le fait de ne pas utiliser une relation calibrée sur un échantillon d'amas différent de celui étudié, ce qui permet d'éviter par exemple l'impact des biais de sélection. Cette approche est donc bien plus consistante mais a l'inconvénient de réduire les contraintes sur les paramètres cosmologiques déduits, chaque paramètre libre ajouté augmentant naturellement l'erreur statistique finale.

Dans l'attente de développement sur cette voie de l'auto-calibration, le travail dans lequel s'inscrit cette thèse dans le contexte cosmologique devient évident : un étalonnage précis des relations d'échelle est nécessaire à une estimation précise de la fonction de masse afin d'en tirer des contraintes fortes sur les paramètres cosmologiques.

Chapitre 3

Les lentilles gravitationnelles

3.1 Bref historique

La première référence au phénomène de lentille gravitationnelle date du début du dix-neuvième siècle, soit plus de 100 ans avant la théorie de la Relativité d'Einstein. Un mathématicien et astronome allemand du nom de Johann Soldner calcula l'angle de déflexion provoqué par le Soleil et obtint la valeur de $\alpha = 0.84''$ à partir des lois newtoniennes de la physique. En 1911, Albert Einstein dérive la même valeur (Einstein 1911). Quelques années plus tard, après avoir mis sur pied sa théorie de la Relativité Générale, Einstein obtient enfin la valeur correcte $\alpha = 1.78''$ (Einstein 1916). Celle-ci vaut 2 fois la valeur newtonienne, traduisant l'effet de la courbure qui n'apparaît pas lorsqu'on traite les photons comme des particules en mécanique classique.

L'expédition menée en 1919 par Arthur Eddington confirma alors observationnellement cette valeur avec une précision de 20% (Dyson et al. 1920), constituant ainsi la seconde preuve observationnelle de la validité de la théorie d'Einstein à l'échelle du système solaire (la première étant l'avancée séculaire du périhélie de Mercure).

Il faut attendre les années 30 et les travaux du suisse Zwicky pour que soit envisagée la possibilité d'utiliser l'effet de lentille gravitationnelle pour estimer la masse du déflecteur et comme télescope naturel (Zwicky 1937).

Du point de vue observationnel, c'est en 1979 que la première détection d'un mirage gravitationnel est réalisée. La découverte par Walsh et al. (1979) du premier quasar double ouvre alors pleinement les portes de cette nouvelle branche de l'astrophysique : Lynds & Petrosian (1986) et Soucaïl et al. (1987) reportent les premières observations de structures en forme d'arc au sein d'amas de galaxies; Paczynski (1987) émet l'hypothèse que ces arcs de couleur bleue et à faible brillance sont les images gravitationnellement déformées de galaxies situées en arrière-plan. Soucaïl et al. (1988) confirment cela en mesurant le *redshift* de l'arc observé au centre de l'amas A370, situé à $z = 0.724$.

La qualité des instruments de mesure est en constante amélioration et le domaine d'application de l'effet de lentille gravitationnelle ne cesse d'augmenter allant de la détection d'exoplanètes à la mesure de la distribution de la matière noire à l'échelle cosmique, en passant par la mesure de la masse des amas de galaxies ou bien la recherche des premières galaxies de l'Univers!

Un bon nombre de revues existent sur le sujet, tant sur le plan théorique que sur le plan observationnel, focalisées sur tel ou tel domaine d'application. Le lecteur pourra par exemple se référer à Blandford et al. (1989); Blandford & Narayan (1992); Schneider et al. (1992); Refsdal & Surdej (1994); Wambsganss (1998); Bartelmann & Schneider (2001); Schneider et al. (2006); Wambsganss (2006).

Le but des sections suivantes est de présenter succinctement les bases de la théorie des lentilles gravitationnelles ainsi qu'un aperçu de ses différentes applications, notamment dans le régime des lentilles faibles avec l'estimation de la masse des amas de galaxies.

3.2 Déflexion de la lumière par une masse ponctuelle

Pour commencer simple, considérons le cas d'une masse déflectrice M ponctuelle et placée à l'origine des coordonnées d'un espace-temps isotrope et statique. La métrique caractérisant un tel espace est la métrique de Schwarzschild :

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) dt^2 - \frac{1}{1 - r/r_s} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (3.1)$$

où $r_s = 2GM/c^2$ est le rayon de Schwarzschild.

Hors du voisinage du déflecteur, on suppose l'espace homogène et isotrope, gouverné par la métrique de FLRW introduite au chapitre précédent. Les distances du problème (entre l'observateur, la masse déflectrice et l'objet source) sont donc des distances diamètre-angulaires et sont supposées suffisamment grandes pour faire l'approximation des petits angles. On supposera également que les trajectoires considérées passent suffisamment loin de la masse déflectrice ($r \gg r_s$) afin de faire l'approximation des champs gravitationnels faibles caractérisés par un potentiel newtonien. Cela permettra notamment d'utiliser l'équation de Poisson pour relier ce potentiel à la distribution en masse de la lentille.

La situation typique d'un effet de mirage gravitationnel est présentée figure 3.1. Elle se caractérise formellement par l'équation des lentilles liant la position de la source et de son image ($OI = OS + SI$) :

$$\theta = \theta_s + \alpha \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \quad (3.2)$$

où l'angle de déflexion α va dépendre du paramètre d'impact b et du potentiel gravitationnel de la masse déflectrice. Pour le déterminer, il faut donc calculer la trajectoire d'un photon au voisinage de cette masse.

Grâce à la métrique de Schwarzschild, on peut calculer le mouvement d'une particule de masse $m \ll M$ dans le champ gravitationnel de M à partir de l'équation différentielle suivante (généralisation de l'équation de Binet, voir Perez (1999) pour une dérivation complète) :

$$\frac{d^2u}{d\phi^2} + u = \frac{GMm^2}{L^2} + \frac{3GM}{c^2}u^2 \quad (3.3)$$

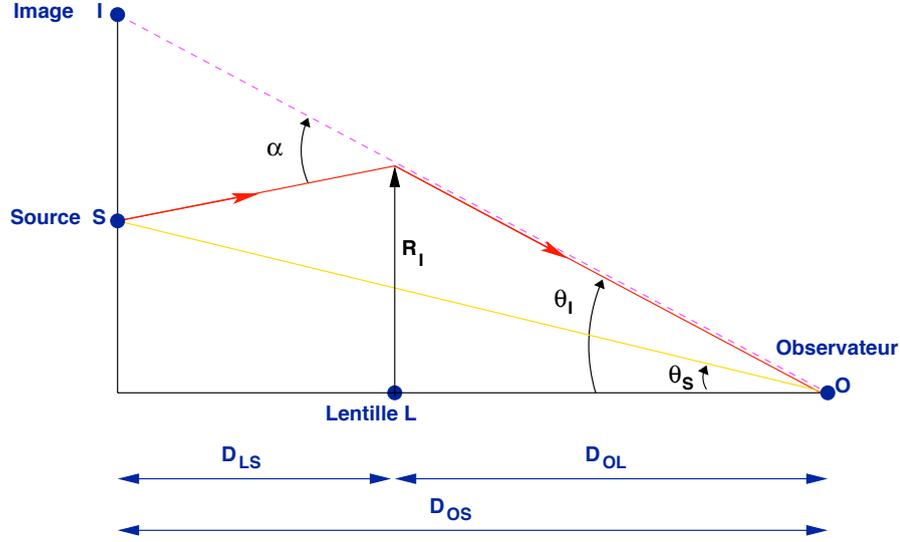


Fig. 3.1: Schéma du banc d'optique d'une lentille gravitationnelle. La source S est observée sous l'angle $\vec{\theta}_I$ par l'observateur en O . La différence avec l'angle $\vec{\theta}_s$ sous lequel elle devrait être vue en l'absence de déformation est l'angle de déflexion α . Les distances entre la source, la lentille et l'observateur sont des distances diamètre-angulaires.

où $u = 1/r$ et L le moment cinétique de la particule m .

Cette équation est la même que l'équation newtonienne classique plus un terme quadratique $(3GM/c^2)u^2$. La résolution de cette équation améliorée par rapport au cas classique permet entre autre de calculer correctement l'avance du périhélie de Mercure.

Dans le cas de la trajectoire d'un photon, il suffit de résoudre cette équation pour une particule de masse $m = 0$. Pour cela, on remplace le terme quadratique par sa valeur approchée $3GMu_0/c^2$ avec $r_0 = 1/u_0 = b/\cos(\phi - \phi_0)$ solution de l'équation sans le terme d'ordre 2, $u_0'' + u_0 = 0$. b est le paramètre d'impact de la trajectoire du photon et ϕ_0 l'angle du vecteur position correspondant.

Si on introduit l'angle entre le vecteur position le long de la trajectoire et sa valeur dans le plan du paramètre d'impact, $\psi = \phi - \phi_0$, alors on peut montrer que la solution de l'équation du mouvement s'écrit :

$$u = \frac{1}{r} = \frac{\cos \psi}{b} + \frac{GM}{b^2 c^2} (\cos^2 \psi + 2 \sin^2 \psi) \quad (3.4)$$

En coordonnées cartésiennes, $x = r \cos \psi$ et $y = r \sin \psi$, cette expression permet d'évaluer le comportement asymptotique de la trajectoire du photon. Pour $y \gg x$, on a

$$x \approx b \pm \frac{2GM}{bc^2} y \quad (3.5)$$

L'angle entre ces 2 asymptotes $\alpha/2 = \arctan(x/y) \sim x/y$ donne alors la déviation angulaire subie par le photon et donc l'expression de l'angle de déflexion :

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2} \quad (3.6)$$

où le paramètre d'impact $b = \theta D_{OL}$.

On peut également obtenir cette expression en utilisant le principe de Fermat en optique. En effet, la déformation de l'espace-temps créée par la masse déflectrice peut être vue comme une modification de l'indice optique du milieu traversé par les photons puisque $dL = dr/(1 - r_s/r) \approx (1 + r/r_s)dr$. Le principe de moindre action stipule alors que la lumière suit la trajectoire qui minimise son chemin optique. La valeur extrémale de ce dernier par rapport au paramètre d'impact, $dL/db = 0$, permet finalement de retrouver l'expression de l'angle de déflexion α .

L'équation régissant le problème d'un mirage gravitationnel, appelée équation des lentilles, est donc :

$$\theta = \theta_s + \frac{\theta_E^2}{\theta} \quad (3.7)$$

où le rayon d'Einstein (rayon angulaire) vaut :

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OS}D_{OL}}} \quad (3.8)$$

Cette quantité qui dépend à la fois de la masse de la lentille et de la géométrie du système *via* le rapport des distances, est une échelle naturelle du problème et sera abondamment utilisée par la suite. Sa valeur typique dépend du régime d'application et vaut ~ 1 mas pour les déformations d'une étoile dans la galaxie, ~ 2 arcsec pour une galaxie lentille et ~ 10 arcsec pour un amas de galaxies.

Une première solution intéressante de cette équation concerne le cas où la source est alignée avec la masse déflectrice le long de la ligne de visée, c'est-à-dire $\theta_s = 0$. Du fait de l'invariance par rotation autour de l'axe optique, cette source sera observée comme un anneau de rayon physique $R_E = \theta_E D_{OL}$.

De manière plus générale, l'équation des lentilles possède 2 solutions

$$\theta_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\theta_s \pm \sqrt{\theta_s^2 + 4\theta_E^2} \right) \quad (3.9)$$

A une source ponctuelle (avec $\theta_s \neq 0$) sera donc associée 2 images observées sur le ciel de part et d'autre de la position de la source. L'une d'elle se situe à l'intérieur du rayon d'Einstein, l'autre à l'extérieur et séparée d'un angle $\Delta\theta \geq 2\theta_E$. En pratique, on constate que l'équation des lentilles n'est pas bijective puisque pour une source donnée, on peut observer plusieurs images, alors qu'à une image donnée correspond une seule source.

Si on fait l'hypothèse d'un milieu transparent sans aucun mécanisme d'absorption, de diffusion ou d'émission, alors la brillance de surface est conservée par effet de lentille gravitationnelle (Etherington 1933). C'est également un phénomène achromatique puisqu'aucune dépendance avec la longueur d'onde n'apparaît dans les équations. La brillance du surface de la source I_s est transformée dans le plan image par :

$$I(\theta) = I_s[\theta_s(\theta)] \quad (3.10)$$

Le rapport des éléments de surface, proportionnels à $\sin\theta d\theta \sim \theta d\theta$ dans l'approximation des petits angles, donne donc le rapport des flux entre l'image et la source. Cette

quantité, appelée amplification pour le cas d'une source ponctuelle, vaut donc :

$$\mu = \frac{\theta}{\theta_s} \frac{d\theta}{d\theta_s} \quad (3.11)$$

L'équation des lentilles permet alors d'obtenir la valeur de l'amplification correspondant à chaque image de la source :

$$\mu_{\pm} = \left[1 - \left(\frac{\theta_E}{\theta_{\pm}} \right)^4 \right] = \frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} \pm \frac{1}{2} \quad (3.12)$$

où $u = \theta_s/\theta_E$ est le paramètre d'impact b exprimé en unités du rayon d'Einstein. A l'image située à l'intérieur du rayon d'Einstein, $\theta_- < \theta_E$, correspond l'amplification $\mu_- < 0$. Cette image a donc une parité négative (image dans un miroir de la source). L'amplification totale mesurable, somme de l'amplification de chaque image, vaut :

$$\mu = |\mu_+| + |\mu_-| = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (3.13)$$

On peut remarquer que μ est toujours supérieur à 1 : une des 2 images est toujours amplifiée et apparaît donc plus brillante. D'autre part, μ diverge lorsque la source se rapproche de l'axe optique : l'anneau d'Einstein est sensé avoir une amplification infinie. Cependant, les objets ne sont pas ponctuels et donc cette divergence disparaît. Pour une source placée en θ_E , on aura par exemple $\mu = 1.34$.

3.3 Différents régimes, différentes applications

Jusqu'à présent nous avons considéré le cas simpliste d'une masse défectrice ponctuelle, du moins de densité uniforme et sphérique. Pour aller plus loin, il faut prendre en compte la possibilité d'une lentille non symétrique par rapport à l'axe optique. Nous considérerons également des sources étendues spatialement, ce qui nécessite une approche différentielle de l'équation des lentilles.

3.3.1 Cas général

La première étape à franchir pour généraliser le problème consiste à remplacer les angles par des vecteurs à 2 dimensions représentant les positions angulaires dans le ciel. Cela permet de traiter les cas où la lentille n'est plus symétrique par rotation autour de l'axe optique.

L'angle de déflexion s'obtient toujours de la même manière grâce au principe de Fermat dans l'approximation des champs faibles :

$$\vec{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int \nabla_{\perp} \vec{\Phi} dz \quad (3.14)$$

avec ∇_{\perp} l'opérateur gradient à 2 dimensions perpendiculaire à la ligne de visée et Φ le potentiel gravitationnel newtonien (pour une source ponctuelle, $\phi = -GM/\sqrt{b^2 + z^2}$ donc $\nabla_{\perp} \vec{\Phi} = GM\vec{b}/(b^2 + z^2)^{3/2}$ et, après intégration sur z , $\vec{\alpha} = GM\vec{b}/(c^2 b^2)$).

En théorie, cette intégrale doit se calculer le long de la trajectoire modifiée par la lentille. Cependant on peut se placer dans le cas de petits angles, de sorte que celle-ci peut s'effectuer sur la trajectoire non défléchie (approximation de Born). Pour les galaxies et les amas, cette simplification est totalement justifiée puisque typiquement $\alpha \sim 1''$ et $\alpha \sim 30''$ respectivement.

La seconde simplification consiste à supposer la lentille mince. Cela signifie que la zone $\Delta z \sim \pm b$ autour de la lentille sur laquelle la déflexion est effective est très petite devant les autres distances le long de l'axe optique. Grâce à cela, on peut utiliser les quantités projetées sur le ciel, dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée à la position D_{OL} de la lentille. La distribution de masse tridimensionnelle du défecteur se caractérise ainsi par sa densité de masse surfacique dans ce plan :

$$\Sigma(\vec{b}) = \int \rho(\vec{b}, z) dz \quad (3.15)$$

L'équation de Poisson se réécrit quant à elle après avoir décomposé le laplacien tridimensionnel selon le plan du ciel et l'axe optique :

$$\Delta_{\perp} \vec{\Phi} = 4\pi G \rho(\vec{b}, z) - \frac{\partial^2 \vec{\Phi}}{\partial z^2} \quad (3.16)$$

Cela nous permet de calculer l'angle de déflexion total grâce à l'équation suivante :

$$\vec{\nabla}_{\perp} \vec{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[4\pi G \rho(\vec{b}, z) - \frac{\partial^2 \vec{\Phi}}{\partial z^2} \right] dz = \frac{8\pi G}{c^2} \Sigma(\vec{b}) \quad (3.17)$$

dont la solution, obtenue par une intégration par parties, est :

$$\vec{\alpha} = \frac{4G}{c^2} \int d^2 b' \Sigma(\vec{b}') \frac{\vec{b} - \vec{b}'}{|\vec{b} - \vec{b}'|^2} \quad (3.18)$$

Si on introduit la densité surfacique critique

$$\Sigma_c = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}} \simeq 0.35 \left(\frac{\mathcal{D}}{1 \text{ Gpc}} \right)^{-1} \text{ g.cm}^{-2} \quad (3.19)$$

où $\mathcal{D} = D_{OS}/(D_{OL} D_{LS})$, on peut réécrire l'équation des lentilles (dans l'hypothèse de lentille mince) :

$$\vec{\theta} = \vec{\theta}_s - \hat{\alpha}(\vec{\theta}), \quad \hat{\alpha} = \frac{1}{\pi} \int d^2 \theta' \frac{\Sigma(\vec{\theta}')}{\Sigma_c} \frac{\vec{\theta} - \vec{\theta}'}{|\vec{\theta} - \vec{\theta}'|^2} \quad (3.20)$$

On peut ainsi constater qu'une lentille de densité surfacique constante égale à la densité critique aura un angle de déflexion $\hat{\alpha} = \vec{\theta}$, ce qui implique $\vec{\theta}_s = 0$ quelque soit $\vec{\theta}$: la masse défectrice focalise la lumière comme une lentille parfaite à laquelle peut être associée une distance focale. En pratique, les lentilles gravitationnelles ne sont pas homogènes et sont donc astigmatiques.

En terme de valeurs typiques, les rapports entre la densité surfacique $\Sigma \sim M/R^2$ et la densité critique pour une galaxie ou un amas valent :

$$\Sigma_{gal}/\Sigma_c \simeq 1 \left(\frac{M}{10^{11}M_\odot} \right) \left(\frac{R_{gal}}{10\text{kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{\mathcal{D}}{1\text{Gpc}} \right) \quad (3.21)$$

$$\Sigma_{amas}/\Sigma_c \simeq 0.1 \left(\frac{M}{10^{15}M_\odot} \right) \left(\frac{R_{amas}}{3\text{Mpc}} \right)^{-2} \left(\frac{\mathcal{D}}{1\text{Gpc}} \right) \quad (3.22)$$

Outre la densité de masse surfacique de la lentille, il est également utile d'introduire la projection de son potentiel gravitationnel dans le plan D_{OL} . Il s'obtient en intégrant le potentiel tridimensionnel le long de la ligne de visée :

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{D_L}{D_{OL}D_{OS}} \int \Phi(D_{OL}\vec{\theta}, z) dz \quad (3.23)$$

En utilisant les relations $\vec{\nabla}_2 \ln \theta = \vec{\theta}/\theta^2$ et $\Delta_2 \ln \theta = 2\pi\delta^{(2)}(\vec{\theta})$ ($\Delta_2 = D_{OL}^2\Delta_\perp$), on peut lier le potentiel projeté à l'angle de déflexion, $\vec{\nabla}_2\psi(\vec{\theta}) = (D_{LS}/D_{OS})\vec{\alpha}$ et donc à la densité surfacique pour obtenir l'équation de Poisson à 2 dimensions

$$\Delta_2\psi(\vec{\theta}) = 2\frac{\Sigma(\vec{\theta})}{\Sigma_c} \quad (3.24)$$

dont la solution permet d'exprimer le potentiel gravitationnel projeté (équivalent à un potentiel de déflection) en fonction de la densité surfacique de la lentille :

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int d^2\theta' \frac{\Sigma(\vec{\theta}')}{\Sigma_c} \ln |\vec{\theta} - \vec{\theta}'| \quad (3.25)$$

L'équation des lentilles permet donc de relier les positions dans le plan image à celles dans le plan source grâce au potentiel gravitationnel projeté. Dans le cas de sources étendues, la lentille va également modifier la forme de l'objet. Pour estimer cette déformation, il suffit de comparer l'effet différentiel de la lentille sur des rayons lumineux voisins.

Si on développe au premier ordre l'équation des lentilles, on peut alors exprimer la distorsion gravitationnelle par sa matrice de déformation

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = \left(\frac{\partial\vec{\theta}_s}{\partial\vec{\theta}} \right) = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial\hat{\alpha}_i(\vec{\theta})}{\partial\theta_j} \right) = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2\psi(\vec{\theta})}{\partial\theta_i\partial\theta_j} \right) \quad (3.26)$$

Elle caractérise les effets conjugués de 2 déformations géométriques fonctions des dérivées secondes du potentiel gravitationnel projeté $\psi_{,ij}$. La première est une focalisation isotrope du faisceau lumineux et est associée à la convergence $\kappa(\vec{\theta}) = (\psi_{,11} + \psi_{,22})/2 = \Sigma(\vec{\theta})/\Sigma_c$ d'après l'équation 3.24. La seconde partie de la distorsion est une déformation anisotrope qui traduit l'astigmatisme de la lentille. Son intensité dans chacune des 2 directions est donnée par la composante correspondante du cisaillement complexe $\gamma(\vec{\theta})$:

$$\gamma_1(\vec{\theta}) = \frac{\psi_{,11} - \psi_{,22}}{2} = |\gamma(\vec{\theta})| \cos[2\phi(\vec{\theta})] \quad (3.27)$$

$$\gamma_2(\vec{\theta}) = \psi_{,12} = \psi_{,21} = |\gamma(\vec{\theta})| \sin[2\phi(\vec{\theta})] \quad (3.28)$$

$$\gamma(\vec{\theta}) = \gamma_1(\vec{\theta}) + i\gamma_2(\vec{\theta}) = |\gamma(\vec{\theta})|e^{2i\phi(\vec{\theta})} \quad (3.29)$$

On peut ainsi écrire la matrice de déformation de manière plus explicite :

$$\mathcal{A}(\vec{\theta}) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

$$= (1 - \kappa(\vec{\theta})) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - |\gamma(\vec{\theta})| \begin{pmatrix} \cos[2\phi(\vec{\theta})] & \sin[2\phi(\vec{\theta})] \\ \sin[2\phi(\vec{\theta})] & -\cos[2\phi(\vec{\theta})] \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Sous cette forme, on distingue bien les 2 effets qui transformeront une source initialement circulaire de rayon 1 en un cercle de rayon κ si $\gamma = 0$ et, si $\kappa = 0$, en une ellipse de demi grand axe $a = 1/(1 - |\gamma|)$ faisant un angle ϕ avec l'axe de la première coordonnée (demi petit axe $b = 1/(1 + |\gamma|)$). La combinaison des 2 est donnée par les valeurs propres de la matrice de déformation, $(1 - \kappa \pm |\gamma|)$. Elles correspondent donc dans le cas d'une source circulaire au rapport entre les axes principaux de l'ellipse image et le rayon initial de la source.

En terme de surface, celle de l'image S vaut

$$S = \mu S_0, \quad \mu = 1/\det \mathcal{A} = 1/[(1 - \kappa)^2 - |\gamma|^2] \quad (3.32)$$

ce qui généralise le concept d'amplification introduit précédemment : la déflexion différentielle induit une variation de la forme et de la surface de la source qui se traduit par une variation du flux de lumière reçu. La matrice de déformation \mathcal{A} est donc l'inverse de la matrice d'amplification \mathcal{M} dont le déterminant $\mu = \det \mathcal{M}$ donne le rapport des flux entre l'image et la source (et son signe donne la parité de l'image).

Pour résumer, la théorie des lentilles gravitationnelles dans l'approximation de Born se résume à 3 quantités principales : la convergence κ , le cisaillement γ et l'amplification μ , qui peuvent s'écrire les unes en fonction des autres à partir du potentiel gravitationnel projeté ψ .

En particulier, la convergence est directement proportionnelle à la densité de masse projetée de la lentille puisque dans l'approximation des champs faibles, l'équation de Poisson à 2 dimensions relie simplement cette densité projetée au laplacien du potentiel gravitationnel de la distribution en masse de la lentille. La convergence permet alors de définir les 2 principaux régimes d'applications de l'effet de lentille gravitationnelle en fonction sa densité projetée locale de masse :

- $\kappa > 1$: la lentille est dite forte ou super critique. La convergence et le cisaillement sont suffisamment grands pour avoir apparition d'arcs géants et d'images multiples.
- $\kappa < 1$: régime de distorsions faibles. L'image d'une source est peu déformée et l'effet est indétectable à l'oeil nu. Une analyse statistique sur un grand nombre d'objets est nécessaire pour pouvoir mesurer le signal de la lentille.

Le régime intermédiaire correspond à la zone dans laquelle les images peuvent subir de fortes déformations sans pour autant produire des images multiples. C'est le régime des arclets.

A partir d'arguments sur la parité des images, la valeur du déterminant de la matrice d'amplification et de la convergence, on peut montrer (Subramanian & Cowling 1986) que pour une lentille quelconque, avoir un point dans le plan image pour lequel $\kappa > 1$ est une condition suffisante pour que la lentille puisse former des

images multiples. Cette condition est également nécessaire dans le cas de lentilles à symétrie sphérique et de densité piquée au centre. Cependant, l'inverse n'est pas vrai puisque qu'une lentille ayant $\kappa < 1$ partout peut sous certaines conditions produire des images multiples.

3.3.2 Lentilles fortes

Lorsque la densité surfacique de masse d'une lentille est suffisamment grande, c'est-à-dire $\kappa > 1$, on se place dans le régime des fortes déformations gravitationnelles. Plusieurs configurations correspondent à ce cas, de l'amplification de la lumière d'une étoile par une de ses planètes à la formation d'arcs géants par un amas de galaxies. Les différentes applications des lentilles fortes sont rapidement abordées dans ce qui suit.

Avant cela, il est utile d'introduire la notion de ligne critique et de ligne caustique, outils permettant de caractériser géométriquement la lentille dans le plan source et dans le plan image. On appelle lignes critiques les courbes fermées du plan images où $\det \mathcal{A} = 0$. Autrement dit, en ces points la magnification (l'amplification μ) de la source est infinie. La transposée d'une ligne critique dans le plan source est appelée quant à elle ligne caustique. Elle permet de déterminer la position des sources qui vont subir une forte déformation par la lentille et conduire à la formation d'arcs ou d'images multiples. Bien entendu, la position, le nombre et la forme de ces lignes vont dépendre de la distribution Σ de la lentille.

Par exemple, dans le cas d'une lentille à symétrie sphérique, la ligne critique est circulaire. Pour une masse ponctuelle, il s'agit du rayon d'Einstein dont la caustique se réduit à un point, l'intersection de l'axe optique avec le centre de la lentille.

De manière plus générale, on peut prévoir le comportement du plan image (nombre et parité des images) selon la position de sa source à partir des caractéristiques des lignes caustiques. Une source qui traverse une ligne caustique verra son nombre d'images changer de ± 2 , si bien que 2 images disparaissent ou se mélangent. Une source proche et à l'intérieur d'une caustique donnera 2 images très brillantes et proches de la ligne critique, une source près d'un point de rebroussement (*cusp*) produira quant à elle 3 images. Plus de détails sur les différentes configurations du plan image en fonction de la position de la source et du modèle de distribution en masse de la lentille peuvent être obtenus dans Golse (2002) dont est tirée la figure 3.2.

On peut démontrer (Burke 1981) que pour les lentilles à distribution de masse Σ lisse, bornée et non singulière, le nombre d'images est toujours impair. D'autre part, on peut aussi montrer qu'au moins une des images est amplifiée. Observationnellement, il est cependant difficile de confirmer cela car d'une part les lentilles présentent généralement de nombreuses sous-structures et car d'autre part les images très atténuées sont indétectables.

Une dernière propriété assez générale des lentilles fortes concerne le phénomène de délai temporel (voir par exemple Blandford & Narayan (1986)). A partir de la relation entre le potentiel gravitationnel projeté ψ et l'angle de déflexion α , on peut

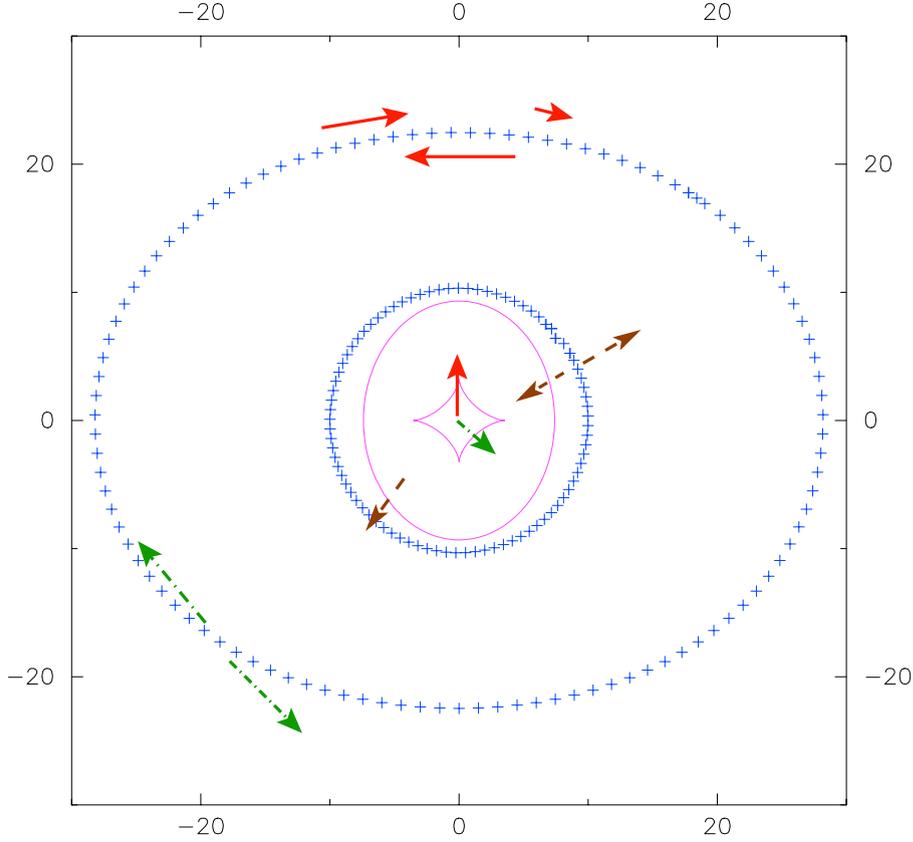


Fig. 3.2: Position des images multiples par rapport aux lignes critiques (symboles + bleus) en fonction de la position de la source par rapport aux lignes caustiques (courbes pleines roses). Si la source traverse une zone lisse de la caustique tangentielle (flèche verte au centre), il se forme un arc composé de deux éléments dans la direction tangentielle à la ligne critique correspondante. Si c'est une ligne caustique radiale (flèche marron), il se crée un arc radial de part et d'autre de la ligne critique. Pour une source qui traverse un point de rebroussement d'une ligne caustique (flèche rouge), un grand arc se forme par la fusion de trois images. Daprès Golse (2002).

réécrire l'équation des lentilles sous la forme

$$\vec{\nabla}_2 \left[\frac{1}{2}(\vec{\theta} - \vec{\theta}_s)^2 - \psi(\vec{\theta}) \right] = 0 \quad (3.33)$$

Le terme entre crochet est proportionnel au délai temporel τ entre la trajectoire non perturbée et la trajectoire réelle,

$$\tau(\vec{\theta}, \vec{\theta}_s) = \frac{1 + z_L}{c} \frac{D_{ol} D_{OS}}{D_{LS}} \left[\frac{1}{2}(\vec{\theta} - \vec{\theta}_s)^2 - \psi(\vec{\theta}) \right] \quad (3.34)$$

Le premier terme, quadratique en $(\vec{\theta} - \vec{\theta}_s)$, traduit simplement la différence de la longueur du trajet lumineux réel par rapport au cas non perturbé. Cet effet est donc purement géométrique et s'obtient simplement à partir de la configuration du banc d'optique (au facteur $(1+z)$ près qui traduit l'expansion de l'Univers).

Le second terme est une correction relativiste similaire à l'effet Shapiro. Il correspond au retard pris par les photons dû à la déformation de la métrique par le potentiel

gravitationnel. Dans le référentiel propre, ce retard est égal à l'intégrale le long de la trajectoire $c\delta t = -\int 2\phi dz/c^2$, soit un $c\delta\tau \propto -(1+z_L)\psi$ dans le référentiel de l'observateur en supposant la lentille mince (pour réduire l'intégrale au point $z = z_L$). Le théorème de Fermat qui stipule que les images d'une source seront localisées aux extrema de la fonction $\tau(\vec{\theta}, \vec{\theta}_s)$ permet alors de dériver tous les résultats précédents par l'étude de la stabilité de ces points stationnaires.

Lentille galaxie

Nous avons vu que du fait de sa densité moyenne et pour des distances d'ordre cosmologiques, la convergence typique d'une galaxie est très favorable aux phénomènes de lentilles fortes. On peut distinguer 2 principales situations, le cas où la source est une galaxie et le cas où la source est un quasar (très récemment, Courbin et al. (2010) ont observé pour la première fois la situation inverse, à savoir une galaxie lentillée par un quasar).

Lorsque la source est un quasar, l'effet de lentille forte se traduit par un système d'images multiples, contenant 2, 3 ou 4 images. Des configurations symétriques et non symétriques ont également été observées.

L'étude détaillée de ces quasars permet de contraindre à la fois la lentille et la source, notamment *via* les effets de microlentilles décrits plus bas. La mesure du délai temporel entre les différentes images fournit quant à lui une estimation de la constante de Hubble si la lentille est suffisamment bien calibrée (un exemple de contrainte sur H_0 a été donné dans le chapitre précédent).

Une analyse statistique fournit également un moyen de caractériser les populations des galaxies lentilles et des quasars dans l'Univers, à la fois leur distribution en distance et en masse. Cela permet par exemple d'estimer la quantité de matière présente sous forme compacte (Canizares 1982; Nemiroff 1991) ou bien de contraindre les paramètres cosmologiques. En effet, la probabilité d'observer un phénomène de lentille forte correspond à la fraction de volume affecté par une certaine lentille, volume qui est fonction des distances angulaires du système et donc fortement dépendant du modèle cosmologique, en particulier de la constante cosmologique (Fukugita et al. 1990; Turner 1990). Par exemple, Kochanek (1996) ont obtenu $\Omega_\Lambda < 0.65$ (2σ) pour un univers plat. Im et al. (1997) sont arrivés à $0.48 < \Omega_\Lambda < 0.93$ avec une approche sensiblement différente, basée sur la comparaison entre les séparations observées de quasars multiples à celles attendues étant donné le décalage spectral des sources.

Lorsque la source est une galaxie et non plus un quasar, la situation diffère quelque peu. Du fait de la taille plus étendue de la galaxie, on observe des anneaux d'Einstein partiels ou complets (voir figure 3.4) à la place d'images multiples. L'avantage est que le modèle de masse de la lentille peut être bien mieux caractérisé par rapport au cas d'un quasar multiple pour lequel on ne possède que 2, 3 ou 4 "points" de contraintes.

Comparé au nombre de quasar connu ($> 10^4$), le nombre de galaxies observées est bien plus grand. Il en est de même pour le nombre d'anneaux observables. Plusieurs équipes se sont lancées dans la recherche de ces systèmes de lentilles fortes comme

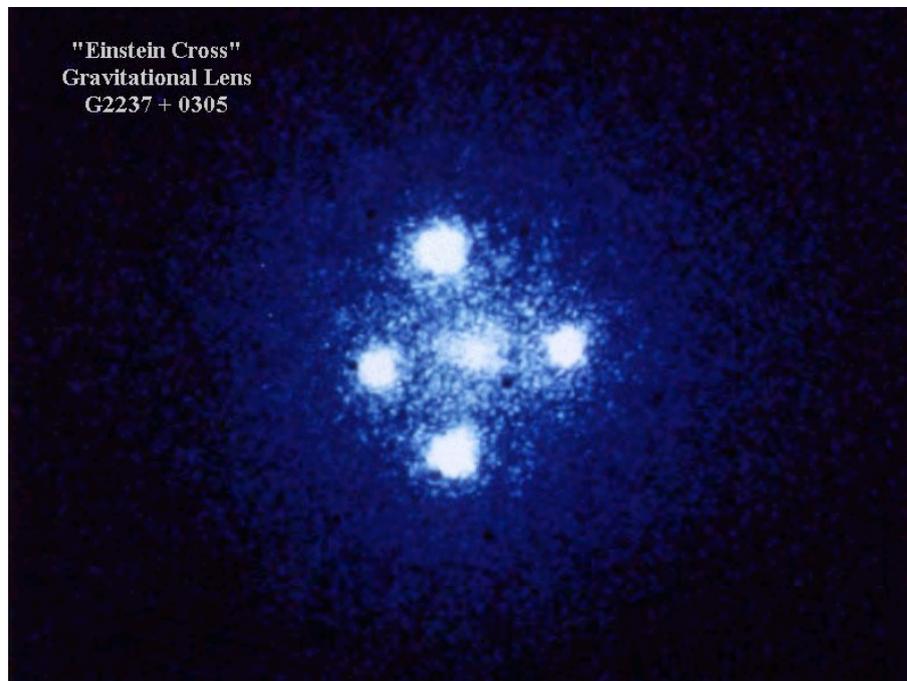


Fig. 3.3: Image *HST* de la lentille $G2237 + 0305$ qui crée 4 images d'un seul et même quasar appelé "croix d'Einstein".

(source : <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/1990/20/image/a/>).

par exemple le groupe SLACS (*Sloan Lenses ACS Survey*¹, Bolton et al. (2006)) sur les données du relevé SDSS et grâce à des images *HST*. Ils ont ainsi découvert plus d'une centaine de systèmes et ont pu caractériser précisément les propriétés de ces galaxies lentilles (la liste de leur 9 publications ainsi qu'un résumé de leur résultats sont disponibles à l'adresse électronique indiquée en bas de page).

Lentille amas

Si on se réfère à leur convergence typique exprimée plus haut, les amas de galaxies ont peu de chances de générer des phénomènes de lentilles fortes. Cependant, pour les plus massifs et les plus concentrés (naturellement ou artificiellement par des effets de projection), la densité dans les zones centrales est suffisamment grande et ces phénomènes sont possibles et effectivement observés. Parmi les amas les plus étudiés, citons A370 (première détection), CL0024, A2218 et A1689 (l'amas avec le plus de systèmes d'images multiples, figure 3.5) qui offrent tous des exemples spectaculaires de mirages gravitationnels forts.

Dans le cas des amas de galaxies, l'intérêt majeur est de pouvoir contraindre la distribution de masse de celui-ci, en particulier dans les zones centrales ($r < 50$ kpc). En effet, la présence d'un arc géant va directement donner une estimation de la masse $M(< \theta_E)$ (moyennant une connaissance du *redshift* de la galaxie lentillée). Cependant cela suppose que la lentille est sphérique ce qui n'est pas le cas en général. Cette estimation rapide de la masse interne reste donc plutôt incertaine et fortement dépendante du degré d'asymétrie de l'amas.

¹www.slacs.org

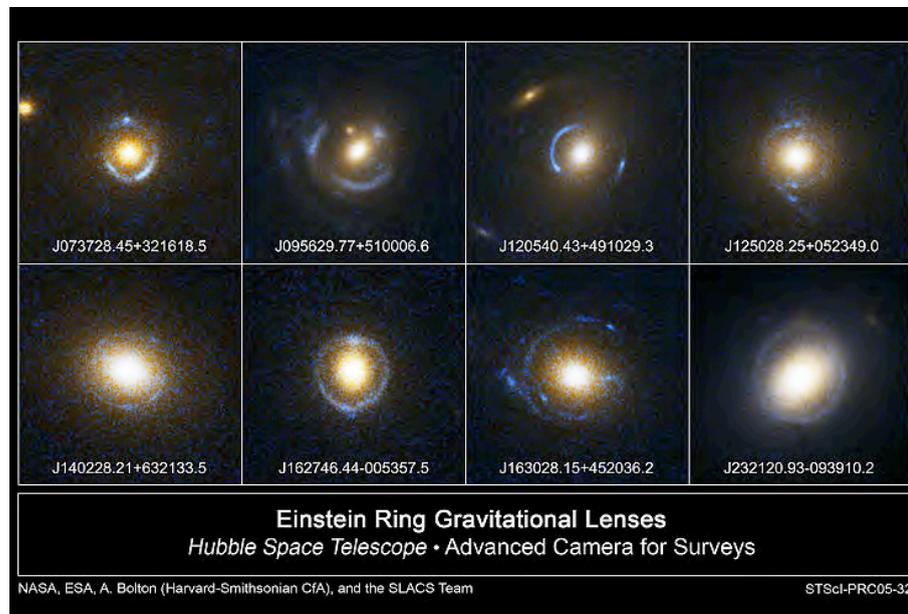


Fig. 3.4: Exemple d’observations d’anneaux d’Einstein découvert par le groupe *SLACS*.

Lorsque plusieurs arcs et images multiples sont présents, alors on peut grandement améliorer la modélisation de l’amas. Grâce à l’équation des lentilles, il est facile d’effectuer le passage du plan image au plan source. Le modèle de masse de l’amas doit être alors capable de positionner les images multiples sur le même point dans le plan source. La transformation inverse fournit quant à elle la position théorique de toutes les images multiples d’une même source. Si celles-ci ne sont pas observées alors le modèle initial doit être changé. Sinon, et bien elles fournissent des contraintes supplémentaires pour améliorer le modèle de masse. La morphologie des images est aussi source de contraintes comme par exemple la présence d’arcs radiaux ou bien des orientations observées fortement incompatibles avec les prédictions du modèle, traduisant la nécessité d’une source supplémentaire de cisaillement (*shear* externe produit par exemple par un *clump* secondaire de matière noire).

Pour affiner la modélisation de l’amas, il faut généralement prendre en compte certaines galaxies membre de l’amas dont les déformations locales ne sont pas négligeables devant celle de l’amas. Typiquement, les distributions de masse de ces galaxies sont décrites par des sphères isothermes tronquées et normalisées par leur luminosités. De tels modèles deviennent au final très précis, jusqu’à pouvoir prédire dans certains cas le *redshifts* des arcs et arclets (Kneib et al. 1994). L’exemple le plus probant d’effet de lentille gravitationnelle forte par un amas de galaxies est certainement le cas de A1689, dont le nombre de systèmes d’images multiples est suffisamment grand (> 100) pour déterminer avec grande précision la distribution de masse centrale (voir par exemple Limousin et al. (2007b)).

Une fois qu’un modèle d’amas suffisamment robuste est déterminé, on peut utiliser les différents systèmes d’images multiples pour contraindre les paramètres cosmologiques par des méthodes géométriques. En effet, pour chaque groupe d’images

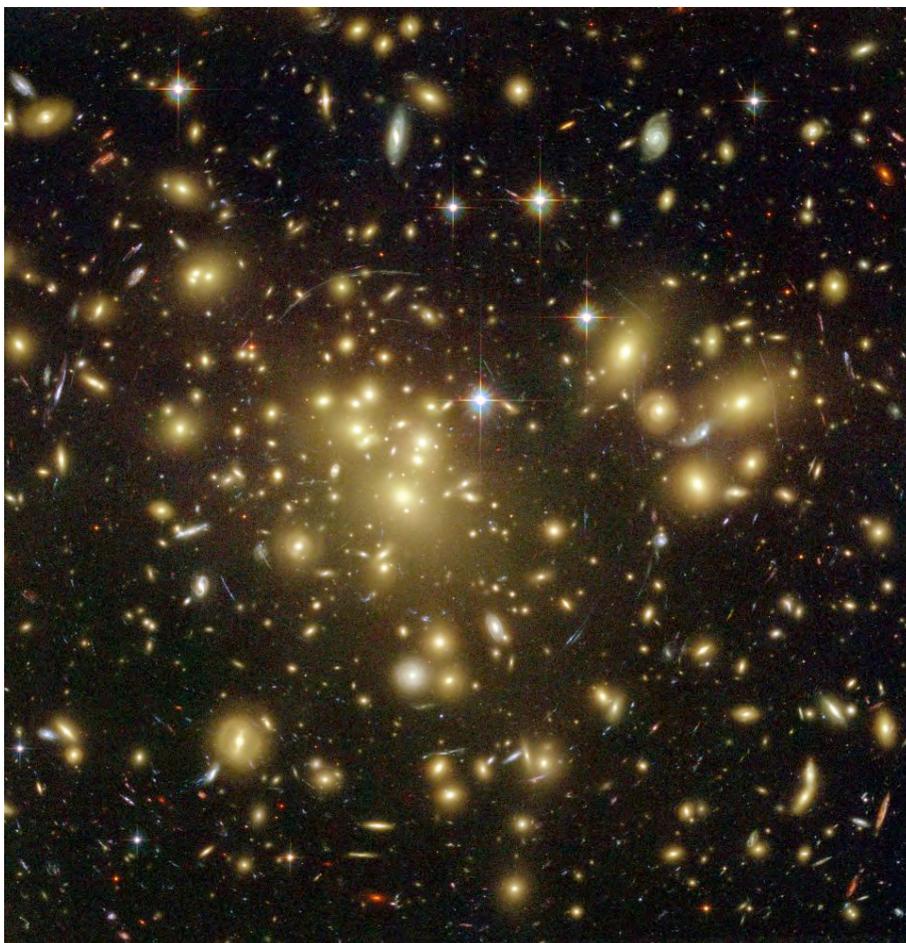


Fig. 3.5: Image *HST* de l'amas Abell 1689. On constate bien les différents régimes avec des systèmes d'images multiples, arcs géants et faibles déformations dans les zones externes. (source : <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2003/01/image/a/>).

multiples on possède les équations des lentilles

$$\vec{\theta}_i[z_s] = \theta_s - E(z_s)f(\vec{\theta}_i, \dots)D_{OL} \quad (3.35)$$

où $E = D_{LS}/D_{OS}$ dépend du *redshift* de la source de chaque système d'images multiples. La fonction f dépend quant à elle de la modélisation de l'amas et donc représente la principale source d'incertitude. Si on considère 2 groupes A et B de 2 images multiples, on peut alors éliminer θ_s de l'équation des lentilles et calculer le rapport $E(z_s^A)/E(z_s^B)$ à partir de la positions des images et du modèle de l'amas. On obtient ainsi une mesure du rapport de distances D_{LS}/D_{OS} à différents *redshifts* ce qui permet de contraindre les propriétés cosmologiques de l'Univers (Jullo et al. (2010) par exemple).

Pour finir, signalons l'existence d'un régime intermédiaire de masse défectrice, les groupes de galaxies. Leur intérêt est de réaliser le lien entre les propriétés des halos de type galactiques et ceux de types amas.

La recherche systématiques de la signature d'un effet de lentilles fortes dans le relevé CFHTLS par l'équipe SL2S (Cabanac et al. 2007) à conduit à la création d'un

catalogue de groupes de galaxies avec des rayons d'Einstein allant de 3 à 8 secondes d'arc ($\sim 1 - 2$ pour une galaxie, > 10 pour un amas) et des *redshifts* $0.3 < z < 0.8$. La modélisation *strong lensing*, la mesure du signal *weak lensing* et les cartes de luminosités de ces groupes ont ainsi permis de mieux contraindre les propriétés des objets de masses $10^{13} - 10^{14} M_{\odot}$, gamme de masses bien moins contraintes que les amas ou bien les galaxies (voir Limousin et al. (2009)).

3.3.3 Lentilles faibles

Lorsque la convergence d'une lentille devient petite devant 1, les phénomènes spectaculaires de lentilles gravitationnelles laissent place à des déformations bien plus faibles et indiscernables à l'oeil nu sur un objet en particulier. Cette situation est principalement observée dans le cas d'une lentille amas où les sources sont les galaxies d'arrière-plan. L'intérêt va être alors de mesurer l'images de ces galaxies pour en déduire des contraintes sur la masse de l'amas en question.

La première constatation qui s'impose est que dans ce régime de lentilles faibles, le signal va se traduire par une modification légère de la forme de chaque galaxie source. Or comme la forme non perturbée de ces galaxies est inconnue, la connaissance de la forme de l'image d'une seule galaxie ne fournit *a priori* aucune contrainte. Il va donc falloir opérer de manière statistique.

Tout d'abord, il faut se doter d'un estimateur de la forme d'une galaxie et voir comme celui-ci se comporte lors du passage plan source-plan image.

D'un point de vue observationnel, l'image d'une galaxie est une petite portion du ciel caractérisée par une brillance de surface dépassant un certain seuil par rapport au niveau de bruit. On peut donc définir la forme générale de celle-ci en calculant les moments de la brillance de surface $I(\vec{\theta})$ (Kochanek 1990). Les 2 moments d'ordre 1 donnent la position du centre de la galaxie :

$$\theta_i^c = \frac{\int I(\vec{\theta}) \theta_i d^2\theta}{\int I(\vec{\theta}) d^2\theta} \quad (3.36)$$

et les 4 moments centrés d'ordre 2

$$Q_{ij} = \frac{\int I(\vec{\theta}) (\theta_i - \theta_i^c) (\theta_j - \theta_j^c) d^2\theta}{\int I(\vec{\theta}) d^2\theta} \quad (3.37)$$

définissent la matrice de forme de la galaxie. Cette matrice est symétrique par construction, réelle et positive ce qui la rend diagonalisable.

La matrice diagonalisée caractérise l'ajustement de l'image de la galaxie par une ellipse. L'orientation de son repère propre correspond à l'orientation de l'ellipse équivalente. Les valeurs propres sont quant à elles égales aux moyennes du carré des demi-grand et petit axes de l'ellipse ajustée à l'image.

Si on prend le développement limité à l'ordre 1 de la position dans le plan source $\vec{\theta}_s(\vec{\theta}) = \vec{\theta}_s(\vec{\theta}^c) + \mathcal{A}(\vec{\theta}^c) \cdot (\vec{\theta} - \vec{\theta}^c)$, que l'on suppose d'une part \mathcal{A} constante sur la surface de l'image et d'autre part que l'image du centre de la source correspond au centre de l'image (valide dans le régime des lentilles faibles d'un amas), alors on obtient

directement la relation suivante entre les matrices de formes dans le plan source et le plan image :

$$\mathcal{Q}_I = \mathcal{A}^{-1} \mathcal{Q}_S \mathcal{A}^{-1} \quad (3.38)$$

Si on suppose que l'image d'une galaxie peut être assimilée à une ellipse (on peut utiliser plusieurs ellipses pour affiner la mesure de la forme), alors les éléments de la matrice de déformation peuvent être utilisés pour caractériser complètement la forme de la galaxie. Plusieurs définitions existent dans la littérature. Ici j'ai choisi d'utiliser l'ellipticité complexe e (Bonnet & Mellier 1995)

$$e(\vec{\theta}) = \frac{\mathcal{Q}_{11} - \mathcal{Q}_{22} + 2i\mathcal{Q}_{12}}{\mathcal{Q}_{11} + \mathcal{Q}_{22} + 2\sqrt{\det \mathcal{Q}}} \quad (3.39)$$

$$= \frac{a-b}{a+b} e^{2i\phi} = e_1 + ie_2 \quad (3.40)$$

où l'orientation ϕ du demi grand axe a de l'ellipse correspond à l'orientation du repère propre de la matrice de forme dans le plan image. Tout comme le cisaillement complexe, l'ellipticité complexe est un pseudo vecteur invariant par rotation de π . Une ellipse qui subit une rotation de 180 degrés reste inchangée et donc se doit d'être caractérisée par une même ellipticité complexe.

L'intérêt de manier cette quantité plutôt que la matrice de forme devient évident lorsqu'on applique la transformation 3.38. Un calcul direct donne effectivement la relation suivante entre l'ellipticité complexe e dans le plan image et $e^{(s)}$ dans le plan source (Seitz & Schneider 1997) :

$$e^{(s)} = \begin{cases} \frac{e-g}{1-g^*e} & \text{pour } |g| \leq 1 \\ \frac{1-ge^*}{e^*-g^*} & \text{pour } |g| > 1 \end{cases} \quad (3.41)$$

où $*$ désigne le complexe conjugué. La grandeur g introduite est le cisaillement réduit

$$g(\vec{\theta}) = \frac{\gamma(\vec{\theta})}{1 - \kappa(\vec{\theta})} \quad (3.42)$$

On remarque donc que seule une combinaison de la convergence et du cisaillement est mesurable par l'observation de la forme des galaxies. Cependant, plus on se place loin du centre de l'amas, plus sa densité projetée diminue, plus sa convergence devient négligeable devant 1 et $g \sim \gamma$ (approximation *weak lensing*).

Comme nous l'avons dit, l'inconnue majeure du problème est la forme des galaxies dans le plan source. En effet, grâce aux relations précédentes, si on arrive à déterminer $e^{(s)}$, alors une mesure de e permet de contraindre g et donc la distribution en masse de l'amas.

Pour contourner cette difficulté, la solution la plus simple consiste à supposer que les galaxies sont orientées de manière aléatoire dans l'espace ce qui permet d'écrire $\langle e^{(s)} \rangle = 0$ (moyenne arithmétique sur un nombre suffisant de galaxies de champ).

Dans le cas où g est petit, la relation 3.41 nous donne alors directement un estimateur non biaisé du cisaillement réduit $\langle e \rangle \approx \langle e^{(s)} + g \rangle = g$ et $\langle e_{1,2} \rangle = \gamma_{1,2}/(1 - \kappa)$ en décomposant sur les 2 coordonnées du plan image.

Le problème est donc résolu : une mesure de la forme d'un nombre suffisant de galaxies sur une région où le cisaillement réduit ne varie pas ou peu (typiquement des couronnes) permet d'estimer sa valeur locale qui est reliée au potentiel gravitationnel et donc à la masse de l'amas. La manière d'appliquer concrètement le régime des lentilles faibles aux amas de galaxies sera discutée en détail dans le chapitre suivant. Ce résultat repose sur l'hypothèse que les galaxies de champ sont orientées de manière aléatoire puisqu'elles possèdent une ellipticité intrinsèque indissociable de la déformation gravitationnelle produite par la lentille. Il a été confirmé observationnellement (Tyson & Seitzer 1988; Brainerd et al. 1996) qu'une distribution gaussienne représente une bonne approximation de la distribution en ellipticité des galaxies de champ :

$$p_e(e_1, e_2)de_1de_2 = \frac{\exp(-|e|^2/\sigma_e^2)}{\pi\sigma_e^2[1 - \exp(-1/\sigma_e^2)]}de_1de_2 \quad (3.43)$$

avec une dispersion caractéristique $\sigma_e \approx 0.2 - 0.3$. L'hypothèse de moyenne nulle $\langle e^s \rangle = 0$ est donc correcte. Nous verrons dans le chapitre suivant que malgré cela, cette dispersion intrinsèque représente la source majeure d'incertitude sur l'estimation de la masse d'un amas de galaxies.

Un autre point ayant attiré au régime des lentilles faibles concerne l'amplification générée par la masse défectrice. Nous avons vu précédemment que la déformation gravitationnelle accroît le flux reçu des galaxies sources. Cela permet donc *a priori* une détection d'un plus grand nombre d'objet pour une magnitude limite donnée. Cependant, comme cet effet est dû à une dilatation des angles solides, il va également diminuer la densité spatiale du nombre de galaxies (déplétion). Ces 2 effets antagonistes constituent le biais d'amplification (Turner et al. 1984).

Si $n_0(> S, z)dz$ est la densité numérique de galaxies ayant un *redshift* entre z et $z + dz$ et un flux supérieur à S , alors à la position $\vec{\theta}$, la densité d'objets observée sera

$$n(> S, z) = \frac{1}{\mu(\vec{\theta}, z)}n_0\left(> \frac{S}{\mu(\vec{\theta}, z)}, z\right) \quad (3.44)$$

où $\mu(\vec{\theta}, z)$ est l'amplification locale pour une source située au *redshift* z .

Selon la forme de la fonction de distribution des galaxies non lentillées n_0 , l'amplification va soit accroître soit décroître localement le comptage de galaxies.

En pratique, le *redshift* des galaxies n'est pas connu et donc on a seulement accès aux comptages intégrés en z . Si on fait l'hypothèse d'une sélection des galaxies les plus faibles (catalogue d'objets limité en magnitude), alors celle-ci est dominée par des galaxies lointaines. Dans le cas d'amas relativement proches (typiquement $z < 0.3$), alors la distribution de galaxies se comporte comme une source fictive située à l'infini ce qui permet d'écrire $\mu(\vec{\theta}, z) \sim \mu(\vec{\theta})$. D'autre part, différentes observations suggèrent que le nombre de galaxies faibles suit une loi de puissance sur large gamme de flux, $n_0(> S, z) \propto S^{-\alpha}$ avec une pente α dépendante de la longueur

d'onde (Smail et al. 1995). Ces 2 hypothèses combinées donnent donc

$$\frac{n(> S)}{n_0(> S)} = \mu^{\alpha-1} \quad (3.45)$$

Une mesure de la variation locale de la densité d'objet en fonction de la distance au centre de l'amas va alors permettre de calculer une courbe de déplétion ($\alpha < 1$ dans les comptages profonds, et donc $n < n_0$). Celle-ci donne accès à l'amplification et peut servir à modéliser la distribution en masse de la lentille (Fort et al. 1997; Taylor et al. 1998; Mayen & Soucail 2000), par exemple en localisant une ligne critique en l'absence d'arc géant.

Broadhurst (1995) a souligné le fait que pour les lentilles sous-critiques caractérisées par $\det \mathcal{A} > 0$, la mesure de l'amplification et du cisaillement réduit associés permet une estimation de la densité surfacique de masse locale puisque $\kappa = 1 - [\mu(1 - |g|^2)]^{-1/2}$. Si aucune information sur la forme des galaxies est disponible, on peut toujours utiliser les densités numériques pour estimer la convergence dans l'approximation $\kappa \ll 1$, $|\gamma| \ll 1$ (de sorte à avoir $\mu \approx (1 + 2\kappa)$) :

$$\kappa \approx \frac{n(> S) - n_0(> S)}{n_0(> S)} \frac{1}{2(\alpha - 1)} \quad (3.46)$$

Un autre moyen de mesurer l'amplification consiste à regarder la taille des galaxies pour une brillance de surface donnée (celle-ci étant conservée par effet de lentille). Les mêmes arguments que précédemment donnent la relation $\langle \omega \rangle(I) = \mu \langle \omega \rangle_0(I)$ liant la taille moyenne $\langle \omega \rangle$ des galaxies à la brillance de surface I avant et après l'effet de lentille gravitationnelle. Une mesure de cette taille moyenne dans un champ vide permet alors d'estimer l'amplification en comparant avec la taille moyenne des galaxies observées dans le champ d'un amas (voir par exemple Bartelmann & Narayan (1995)).

L'effet d'amplification de l'amas sur la population des galaxies d'arrière-plan peut donc servir à contraindre à la fois la distribution de la masse de l'amas mais aussi les propriétés de la distribution des galaxies de champ à grands *redshifts* et faibles luminosités. La masse défectrice de l'amas joue en effet le rôle de télescope gravitationnel et augmente ainsi de manière significative la possibilité d'observer des objets à très grands *redshifts* comparé à l'étude en champs vides (Maizy et al. 2010). L'observation et l'étude des toutes premières galaxies font partie des challenges de la cosmologie actuelle et l'amplification gravitationnelle se révèle être un outil très précieux pour cela. En repoussant la limite en distance sur les galaxies observées, on peut ainsi réduire les contraintes sur le décalage spectral auquel les premières structures de l'Univers se forment et le confronter aux prédictions théoriques.

Comme pour les effets de lentilles fortes, les lentilles faibles peuvent s'appliquer à différentes masses défectrices, pas seulement aux amas de galaxies. Une galaxie lentille suffisamment massive génère également un signal de cisaillement qui permet de contraindre la masse de son halo (voir par exemple la thèse M. Limousin sur la théorie et l'application du *galaxy - galaxy weak lensing*).

Là aussi, qui dit lentilles faibles dit approche statistique sur plusieurs galaxies sources

pour mesurer le cisaillement réduit. La difficulté supplémentaire lorsque la lentille est une galaxie vient de sa masse, $\sigma_v \sim 1000 \text{ km.s}^{-1}$ pour un amas contre $\sigma_v \sim 220 \text{ km.s}^{-1}$ pour une galaxie L_* elliptique. L'intensité du signal est donc bien moindre. On peut néanmoins augmenter le rapport signal sur bruit grâce à une analyse statistique sur plusieurs paires galaxie lentille-galaxie source.

Si les galaxies lentilles sont situées dans un champ vide, alors la convergence peut être négligée du fait de leur faible masse et donc $e^s = e - \gamma$. On peut alors montrer (Bartelmann & Schneider 2001) que pour un ensemble de paires galaxie lentille-galaxie source, la distribution de probabilité de l'angle ϕ entre l'axe majeur de l'ellipse image avec la droite reliant son centre au centre de la galaxie lentille vaut :

$$p(\phi) = \frac{2}{\pi} \left[1 - \langle \gamma_t \rangle \left\langle \frac{1}{e^{(s)}} \right\rangle \cos(2\phi) \right] \quad (3.47)$$

où $\langle \gamma_t \rangle$ est la moyenne de la composante tangentielle de cisaillement mesurée sur toute les paires de galaxies. Toute déviation de cette fonction $p(\phi)$ par rapport à une distribution uniforme indiquera donc la présence d'un signal de lentille gravitationnelle.

Pour estimer quantitativement la distribution de masse des galaxies lentilles, il faut regrouper celles-ci en catégories relativement strictes (couleur, *redshift*, luminosité, morphologie, ...) afin de cumuler les déformations gravitationnelles générées par des objets similaires. En théorie, il serait alors possible de réaliser une étude non paramétrique de la distribution radiale de leur masse. En pratique, il est courant de supposer que les galaxies ont un profil de masse de type sphère isotherme tronquée avec un rayon de coeur et que leur luminosité suit une loi d'échelle avec leur dispersion de vitesses, de sorte à avoir un rapport entre le rayon d'Einstein et le rayon de tronquature qui soit indépendant de la luminosité de la galaxie.

Le *weak galaxy-galaxy lensing* peut aussi être étudié au sein des amas de galaxies. L'intérêt principal est alors de comparer les propriétés du halo de matière noire de ces galaxies par rapport à celui des galaxies de champ. Dans le modèle de formation hiérarchique des structures, les amas de galaxies se forment par la fusions du halos moins massifs, eux-même formés par la fusions de structures encore plus petites. La question est de savoir dans quelle mesure les propriétés initiales des halos les plus petits sont conservées ou modifiées lors de ce processus de formation des amas. Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il existe plusieurs mécanismes capables d'affecter les propriétés de ces galaxies. Grâce au phénomène de lentille gravitationnelle, on va pouvoir obtenir une estimation statistique de leur masse et de l'étendue de leur halo et ainsi confirmer l'impact de ces processus physiques.

Le fait de travailler dans un environnement dense en masse mais limité spatialement implique certaines difficultés supplémentaires (moins de galaxie lentilles suffisamment massives, galaxies situées près du centre de l'amas où la convergence n'est plus négligeable) et une modélisation de la masse de l'amas devient nécessaire. D'un autre côté, la masse de l'amas va amplifier le signal donc un nombre plus petit de paires galaxie lentille-galaxie source suffit pour mesurer le cisaillement. De plus, les galaxies d'un amas sont principalement des galaxies elliptiques massives et donc un signal plus conséquent par rapport aux galaxies de champ.

Du point de vue des résultats, le lecteur pourra se référer aux travaux de Brainerd

et al. (1996) pour l'étude de galaxies de champ. Limousin et al. (2007a) ont quant à eux analysé les galaxies membres de plusieurs amas et ont confirmé que celles-ci ont des halos de matière noire moins étendus, témoin d'une action effective des processus physiques tels que la pression d'arrachement par effet de marée.

Pour finir sur les lentilles faibles, signalons également la configuration où le rôle de la lentille est jouée par un groupe de galaxies. L'intensité de la déformation induite par de tels objets, ayant des masses de l'ordre de $10^{13} - 10^{14} M_{\odot}$, se situe entre les 2 cas précédemment évoqués. L'analyse de la forme des galaxies d'arrière-plan permet de détecter le signal produit par le groupe et donc conduit à une estimation de sa masse. Cependant, pour les groupes les moins massifs, ce signal devient trop faible pour être exploitable tel quel. Par exemple, l'analyse *weak lensing* des groupes de l'échantillon SL2S (Limousin et al. 2009) a conduit pour certains objets à seulement une limite supérieure sur leur masse.

Afin d'augmenter le poids statistique du signal mesuré, il est possible de combiner plusieurs objets *a priori* similaires (triés selon leur *redshift*, luminosité optique ou richesse) ce qui va se traduire par un rapport signal sur bruit bien meilleur sur le signal de cisaillement mesuré. Cette méthode a été employée avec succès comme par exemple sur les groupes du catalogue *maxBCG* (Johnston et al. 2007; Reyes et al. 2008) ou bien ceux du catalogue *COSMOS* (Leauthaud et al. 2010).

3.3.4 Microlentilles

Lorsque la lentille a une masse de l'ordre de quelques masses solaires, son rayon d'Einstein est de l'ordre de la milli-arcseconde, ce qui est bien en dessous de la résolution des instruments actuels et donc rend impossible la détection des possibles images multiples. On parle alors de phénomènes de microlentilles.

L'effet visible et mesurable se limite donc à l'effet de magnification de la source. Nous avons vu précédemment qu'au rayon d'Einstein correspond une magnification $\mu = 1.34$: si le paramètre d'impact de la source est inférieur à R_E , alors on observe une variation supérieure à 0.32 magnitudes ce qui est détectable. Les études de microlentilles se basent donc principalement sur des courbes de variation de luminosité de la source, plus spécifiquement des amplifications lors du passage d'une ligne caustique.

Ses applications sont diverses. A l'échelle de notre galaxie, citons par exemple la recherche et l'estimation de la densité de MACHO (*Massive Astrophysical Compact Halo Object*), ces objets compacts invisibles candidats au poste de matière noire (Paczynski 1986). La détection d'exoplanètes peut également se faire par effet de lentille gravitationnelle : la planète orbitant autour d'une étoile va amplifier sa luminosité si l'alignement étoile-planète-Terre est parfait (Gaudi 2010). Cette contrainte géométrique rend toutefois la méthode peu efficace. Il en va de même pour la recherche de MACHO qui nécessite l'observation de plusieurs millions d'étoiles tant la probabilité qu'un événement se produise est faible.

Les effets de microlentilles sont également présents dans le cas d'une déformation gravitationnelle de l'image d'un quasar par une galaxie. La séparation angulaire ty-

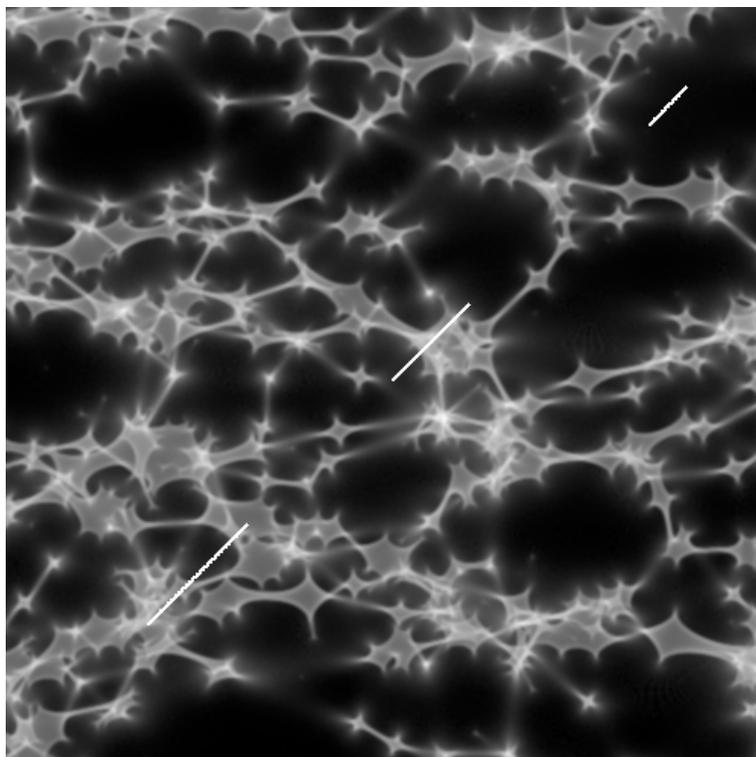


Fig. 3.6: Exemple de motifs d'amplification générés par effets de microlentilles (Wambsganss et al. 2000).

pique entre l'image et la lentille est de l'ordre de la seconde d'arc et l'image du quasar passe donc par le halo de la galaxie lentille. Celui-ci contient divers objets compacts (étoiles, naines brunes, trous noirs, ...) qui vont générer localement un effet de microlentille. Cela se traduit par des distributions complexes de l'amplification dans le plan source comme on peut le constater sur la figure 3.6.

En évoluant dans le plan source (mouvements relatifs du banc d'optique), le quasar va traverser le réseau complexe de lignes caustiques et subir une amplification variable avec le temps. Une étude détaillée de ces courbes de lumière et des réseaux de caustiques peut alors permettre de contraindre la densité et l'échelle de masse des microlentilles au sein de la galaxie. Ils fournissent également un moyen d'étudier le quasar lui-même, tant son régime d'émission continue que sa zone centrale et son disque d'accrétion (voir par exemple Wambsganss (2006) pour plus de détails).

3.4 Pour aller plus loin

Tous les résultats présentés dans les sections précédentes ont été obtenus en effectuant diverses hypothèses et simplifications. Bien que totalement justifiées dans le cadre de cette thèse pour l'étude des amas de galaxies, on peut se demander ce qu'il advient lorsqu'on va au-delà de ces hypothèses. Les avancées techniques réalisées permettent d'acquérir des observations de qualité croissante ce qui conduit à pouvoir mesurer des effets de lentilles gravitationnelles toujours plus fins.

3.4.1 Au-delà des lentilles minces

Jusqu'à présent nous avons fait l'hypothèse que les masses défectrices se comportent comme des objets bi-dimensionnels caractérisés par une densité surfacique de masse. Les faisceaux lumineux émis par des objets lointains sont cependant affectés continuellement par les distorsions gravitationnelles de la distribution de masse à grande échelle présente dans tout l'Univers. Cette déformation n'est plus localisée à un seul *redshift* mais agit tout le long du trajet des photons. On parle alors de cisaillement et de convergence cosmiques.

La densité des structures à grande échelle étant relativement petite, les déformations sont trop faibles pour créer des images multiples ou des arcs et les effets se cantonnent au régime des lentilles (très) faibles. Malgré tout, une analyse statistique permet d'estimer certaines des propriétés de cette distribution de masse.

Comme pour les lentilles minces, la convergence est égale à la moitié de la trace de la matrice de déformation \mathcal{A} . Celle-ci a la même expression, $\mathcal{A}_{ij} = \delta_{ij} - \partial_{ij}\psi(\vec{\theta}, \chi)$ où χ est la coordonnée le long de la géodésique non perturbée et ψ le potentiel gravitationnel projeté qui prend en compte toute la distribution de la matière entre 0 et χ . La matrice identité provient de la contribution de l'espace homogène et isotrope, les dérivées secondes du potentiel de la contribution des perturbations de la métrique dues aux inhomogénéités de la distribution de masse à grande échelle.

A partir de l'équation de Poisson exprimée en fonction du contraste de densité δ et de l'expression du potentiel ψ , on peut montrer (par exemple Bartelmann & Schneider (2001)) que la convergence cosmique correspond à une convergence effective

$$\kappa_{eff}(\vec{\theta}, \chi) = \frac{3H_0^2\Omega_{m,0}}{2c^2} \int_0^\chi d\chi' \frac{S_k(\chi')S_k(\chi - \chi')}{S_k(\chi)} \frac{\delta[S_k(\chi')\vec{\theta}, \chi']}{a(\chi')} \quad (3.48)$$

où la fonction S_k à été introduite au chapitre précédent (équation 2.3) et $a(\chi)$ est le facteur d'échelle également introduit précédemment.

Cette expression ne fait pas intervenir le *redshift* de la source mais il est facile d'introduire une pondération par leur distribution en *redshifts* lorsqu'on en observe plusieurs à la fois.

On constate que la convergence cosmique dépend des propriétés du contraste de densité, de l'évolution cosmique *via* le paramètre d'échelle mais également de la quantité de matière $\Omega_{m,0}$. Une comparaison entre une estimation du cisaillement cosmique et les prédictions de modèles théoriques permet donc de contraindre les paramètres cosmologiques de notre Univers.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le champ de densité initial est un processus stochastique gaussien qui se caractérise par son spectre de puissance (normalisation et forme). Il est donc préférable d'utiliser également le spectre de puissance de la convergence effective. On peut montrer alors que les 2 spectres sont liés par :

$$P_\kappa(l) = \frac{9H_0^2}{4c^2} \Omega_{m,0}^2 \int_0^{\chi_H} \left[\frac{g(\chi)}{a(\chi)} \right]^2 P_\delta \left[\frac{l}{S_k(\chi)}, \chi \right] d\chi \quad (3.49)$$

avec $g(\chi)$ une fonction qui dépend de la distribution en *redshift* des sources, χ_H est la valeur de χ associée à la taille de l'Univers observable.

Pour apporter des contraintes observationnelles sur le spectre de puissance des

contrastes de densité P_δ , il faut relier la convergence effective au cisaillement. En effet, dans le cas présent, l'approximation des lentilles faibles est plus que justifiée et donc la quantité mesurable et mesurée est le cisaillement γ . Celui-ci n'est pas indépendant de la convergence puisque tous les 2 sont des fonctions des dérivées secondes du potentiel gravitationnel. Aussi on peut montrer que le spectre de puissance de la convergence est égal à celui du cisaillement cosmique : une mesure de ce dernier va donc fournir directement des contraintes sur les paramètres cosmologiques de l'Univers.

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer ce cisaillement cosmique comme les statistiques d'ordre 2 ou la masse d'ouverture (Schneider et al. 1998) et plusieurs groupes reportent des détections fiables comme Van Waerbeke et al. (2000); Bacon et al. (2000); Wittman et al. (2000) ou bien Semboloni et al. (2006) sur les champs *Deep* du relevé CFHTLS, Hoekstra et al. (2006) sur les champs *Wide*.

Il est clair que devant la faiblesse du signal, de l'ordre du pourcent, un bon nombre de problèmes nécessitent des précautions comme par exemple l'estimation de la distribution en *redshifts* des sources, l'alignement intrinsèque de certaines galaxies qui peuvent biaiser la mesure du signal, de même qu'une mauvaise correction de la PSF. Néanmoins, grâce à des observations toujours plus fines et la mise en place d'analyses des données toujours plus pointues, la mesure du cisaillement cosmique fournit un outil puissant pour contraindre notre Univers à grande échelle.

Devant l'étendue du sujet et sa complexité, je n'irai pas plus loin. Le lecteur pourra obtenir plus d'information dans par exemple Bartelmann & Schneider (2001); Van Waerbeke et al. (2001); Refregier (2003) et dans Zaldarriaga & Seljak (1998); Seljak & Zaldarriaga (2000) pour les effets sur les champs de température et polarisation du fond diffus cosmologique, notamment la génération de mode "B" similaires à ceux engendrés par les tant recherchées ondes gravitationnelles primordiales.

3.4.2 Flexion

Dans le régime des lentilles faibles, nous avons utilisé l'équation des lentilles linéarisée localement au premier ordre afin de dériver des expressions entre la forme d'une galaxie source et la forme de son image. Cependant, lorsqu'on se rapproche du régime intermédiaire des arclets, on se rend compte que les galaxies ont des images plus complexes que de simples ellipses et se présentent sous la forme d'arcs ou de bananes. Il est clair que dans ce régime de densité projetée, les termes d'ordre supérieur ont une influence certaine.

Goldberg & Bacon (2005) ont ainsi introduit le concept de flexion qui caractérise les dérivées du cisaillement réduits (voir aussi Bacon et al. (2006); Schneider & Er (2008); Bacon et al. (2010)). Dans le cas où la lentille est un amas, une mesure de la flexion va apporter des contraintes supplémentaires sur sa distribution de masse à des échelles bien plus petites que celles atteintes par le cisaillement classique (par exemple Leonard et al. (2007) pour une application sur l'amas A1689). Pour le galaxie-galaxie *lensing*, une mesure statistique de celle-ci peut permettre de caractériser les sous-structures des halos (Bacon et al. 2010).

Cet aspect des lentilles gravitationnelles est encore très récent et donc le nombre d'études observationnelles très limité. Cependant, la technique apparaît promet-

teuse.

3.4.3 Dépendance cosmologique

Pour établir les équations des lentilles gravitationnelles, il est d'usage de se placer dans un Univers régi à grande échelle par la métrique de FLRW et de considérer la région où la distorsion gravitationnelle est effective comme statique et décrite par la métrique de Schwarzschild. Le problème concerne la transition entre les 2 régions qui n'est pas du tout définie ici.

Pour être plus rigoureux, il faut en effet se placer dans une métrique combinant celle de Schwarzschild et celle de FLRW pour calculer la valeur de l'angle de déflexion. La métrique correspondante est appelée métrique de Kottler (ou Schwarzschild-de Sitter) :

$$ds^2 = Bdt^2 - A dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (3.50)$$

Si on suppose une masse défectrice de densité de masse constante située en $r = 0$ et de rayon R , alors (Schücker 2010)

$$A = \frac{1}{B}, \quad B = 1 - \frac{2GM}{r} - \frac{1}{3}\Lambda r^2 \quad (3.51)$$

pour $r \geq R$. On peut montrer alors (Schücker 2010) que la partie spatiale de la géodésique de masse nulle solution de cette métrique ne dépend pas de la constante cosmologique Λ . Ce point est à la base d'une mauvaise interprétation selon laquelle l'effet de lentille gravitationnelle est indépendant de Λ . La solution de la métrique de Kottler intérieure ($r < R$) qui s'obtient par la résolution des équations d'Einstein donne en effet une géodésique dont l'expression fait intervenir Λ . Rindler & Ishak (2007) expliquent cet effet lorsque les angles sont convertis en angles physiques (voir aussi Ishak et al. (2008), figure 1). L'effet reste néanmoins très faible et difficilement mesurable avec les observations actuelles (Ishak et al. 2008).

Chapitre 4

Analyse *lensing* d'un échantillon d'amas de galaxies

Dans cette section sont décrites les différentes étapes qui conduisent à l'estimation de la masse d'un amas à partir des images Megacam prises au CFHT. La méthode utilisée est largement basée sur celle développée par S. Bardeau au cours de sa thèse (Bardeau et al. 2005). Aussi j'insisterai ici particulièrement sur les améliorations apportées ainsi que sur les difficultés inhérentes à ce type d'analyse (données sol, amas lointains). Je présente également comment certaines étapes de la méthode peuvent être validées *via* des simulations et la manière d'en déduire une estimation des erreurs associées.

4.1 Problématique

Nous avons vu dans le premier chapitre de cette thèse que les amas de galaxies se placent à la jonction entre astrophysique et cosmologie. Une étude basée sur la population globale des amas permet d'apporter des contraintes sur les propriétés cosmologiques de notre Univers. Considérer les amas en tant qu'objets et analyser leurs caractéristiques physiques conduit d'un autre côté à investiguer leur modèle de formation/évolution et la physique mise en jeu notamment sous la forme de processus non-gravitationnels.

Les deux approches ont en point commun l'utilisation des lois d'échelle qui se révèlent donc être un point de passage obligé pour qui veut étudier les amas de galaxies. Une calibration précise de ces relations ainsi que leur évolution au cours du temps cosmique est donc d'importance primordiale, que cela soit *via* des simulations numériques poussées ou bien par l'observation et l'analyse de catalogues d'amas selon diverses méthodes basées sur divers type de données (optiques, X , $S - Z$).

C'est dans le cadre de cette problématique que s'insère ma thèse : étude d'un échantillon d'amas de galaxies mi-distants afin de contraindre statistiquement ces lois d'échelle et leur évolution par comparaison avec des amas proches. La construction de l'échantillon, le traitement des données X et leur analyse sont effectuées par l'équipe de M. Arnaud au CEA (incluant H. Chen, G. Pratt et E. Pointecouteau au CESR). La partie du travail qui me concerne et réalisée au LATT avec G. Soucail consiste quant à elle à utiliser l'estimateur de la masse *weak lensing*, complètement différent

de celui issu de l'analyse X . Cela va permettre de confronter les masses déduites des 2 méthodes pour tester la robustesse de chacune auxquelles sont associées des limitations et incertitudes propres. Malgré la taille limitée du sous-échantillon pour lequel des données optiques sont disponibles, les masses *lensing* seront également utilisées afin de contraindre certaines lois d'échelle.

4.2 Construction de l'échantillon

Pour étudier de manière statistique les propriétés des amas de galaxies, il est nécessaire de disposer d'un échantillon d'amas qui soit représentatif et non biaisé vers un type précis d'objet (amas massifs, amas relaxés, amas sphériques, ...). Idéalement, cet échantillon doit également être suffisamment grand, couvrir une gamme de masses dynamiquement large et, afin de mettre des contraintes sur l'évolution des lois d'échelle, situé à des *redshifts* élevés tout en restant observable dans de bonnes conditions

C'est pourquoi, sous l'impulsion de M. Arnaud, il a été proposé de construire un échantillon d'amas mi-distants à $z \sim 0.5$ caractérisé par des objets de températures $2.5 < kT < 12$ keV. L'autre critère de sélection se base sur la luminosité X des amas : il est important d'échantillonner proprement le plan $z - L_X$ afin de ne pas être biaisé vers certains amas (amas massifs relaxés par exemple). Cette méthode de sélection fait écho à celle employée pour la construction de l'échantillon d'amas dans l'Univers proche *REXCESS* (Pratt et al. 2009) (XMM AO3 Large Project [ID/20190], 34 amas avec $z < 0.2$ et $kT > 2$ keV) afin de permettre une comparaison optimale des résultats à différents *redshifts*.

En premier lieu, plusieurs échantillons d'amas sélectionnés en X ont été considérés : EMSS, NORAS, REFLEX, B-SHARC, S-SHARC, 160SD et WARPS-I (Henry 2004; Böhringer et al. 2000, 2004; Romer et al. 2000; Burke et al. 2003; Mullis et al. 2003; Perlman et al. 2002). Une première coupure en *redshift* a été réalisée à $z \geq 0.4$, là où on s'attend à avoir une prépondérance de l'évolution standard du modèle hiérarchique comparée aux dispersions intrinsèques typiques des lois d'échelle. Sur la figure 4.1 sont ainsi regroupés les amas correspondants, avec marqués par une croix ceux ayant déjà été observés avec *XMM-Newton*. Pour des raisons de limite de détection, la coupure supérieure en *redshift* est choisie à $z \sim 0.6$, limite au-delà de laquelle les amas les moins massifs ont une luminosité trop faible pour être observés (ce qui limite l'introduction d'un biais de sélection).

Les amas qui respectent les bornes en *redshifts* et la limite de détection (ou limite en température) ont ensuite été regroupés en intervalles de taille logarithmique constante en luminosité X . Aux 10 amas déjà observés qui correspondent aux critères précédents, il a été proposé d'en observer 20 de plus (cercles pleins sur la figure 4.1) afin d'obtenir un échantillon plus conséquent.

Pour obtenir les meilleures contraintes, il est important d'avoir une mesure précise de la température des amas, typiquement mieux que 10%. En terme de rapport signal sur bruit, des simulations montrent qu'il faut atteindre une détection à 50σ dans R_{500} ce qui va correspondre à certain temps d'exposition selon la luminosité. Ainsi, pour les amas les plus brillants, la limite des 50σ est atteinte pour $t_{exp} = 2$ ksec.

Tab. 4.1: Propriétés générales du sous-échantillon d'amas utilisés pour l'analyse *weak lensing* : ascension droite et déclinaison, *redshift*, luminosité X (exprimée en unité de $10^{44}h_{70}^{-2}$ erg.s $^{-1}$) et température (en keV) mesurées par XMM-Newton, présence ou non d'effet *strong lensing* (SL) visibles sur les images Megacam (Y pour oui, N pour non).

Cluster	RA	Dec	z	L_X	kT	SL
MS0015.9+1609	00 ^h 18 ^m 33.26 ^s	+16°26'12.9''	0.541	10.46	9.01	N
MACSJ0451.6–0305	04 ^h 54 ^m 10.85 ^s	−03°00'57.0''	0.537	9.91	8.79	Y
RXJ0856.1+3756	08 ^h 56 ^m 12.69 ^s	+37°56'15.0''	0.411	2.72	6.88	N
RXJ0943.1+4659	09 ^h 42 ^m 58.01 ^s	+46°59'12.4''	0.407	7.00	5.39	N
RXJ1003.0+3254	10 ^h 03 ^m 04.62 ^s	+32°53'40.6''	0.416	1.80	3.58	N
RXJ1120.1+4318	11 ^h 20 ^m 07.47 ^s	+43°18'06.0''	0.612	3.66	5.18	N
MACSJ1206.2–0848	12 ^h 06 ^m 12.13 ^s	−08°48'03.6''	0.441	10.60	9.52	Y
MS1241.5+1710	12 ^h 44 ^m 01.46 ^s	+16°53'43.9''	0.549	3.96	4.55	N
RXJ1347.5–1144	13 ^h 47 ^m 32.00 ^s	−11°45'42.0''	0.451	26.88	11.38	Y
MS1621.5+2640	16 ^h 23 ^m 35.16 ^s	+26°34'28.2''	0.426	3.54	5.76	Y
RXJ2228.5+2036	22 ^h 28 ^m 33.73 ^s	+20°37'15.9''	0.412	8.61	7.78	N

Cependant un temps de 25 ksec a été imposé comme limite inférieure : les amas les plus lumineux bénéficient donc de meilleures données avec la possibilité d'obtenir des profils de température et donc une estimation de la masse plus précise.

Au final, 13 des 20 amas proposés ont été acceptés pour être observés avec XMM-Newton, puis 3 ont été retirés de l'échantillon pour cause de données de mauvaise qualité. Au final, l'échantillon comporte 20 amas de galaxies à des *redshifts* $0.4 < z < 0.6$.

Pour le suivi *lensing*, seuls les 11 amas les plus lumineux ($L_X \cdot h_{50}^{-2} > 5 \cdot 10^{44}$ erg.s $^{-1}$, table 4.1) ont été retenus. En plus des données optiques décrites ci-dessous, pour chaque amas sont disponibles un profil de température, une estimation de la température globale, de la luminosité X ainsi qu'une carte de brillance de surface (figure 4.2) utile pour l'analyse morphologique de chaque amas (voir annexes).

4.3 Données optiques

Avant de décrire les caractéristiques techniques des images utilisées pour réaliser l'étude *lensing* des amas de galaxies, commençons par essayer de définir la meilleure stratégie pour le but recherché ici. Une analyse *weak lensing* nécessite en effet plusieurs conditions au niveau de la qualité des données pour qui veut obtenir des résultats précis (cf la revue de Schneider et al. (2006)). Rappelons tout d'abord l'expression du rapport signal sur bruit d'un signal *weak lensing* mesuré à partir de la moyenne pondérée de la composante tangentielle de l'ellipticité des galaxies lentillées réparties dans des couronnes de largeur variant avec la distance au centre de l'amas

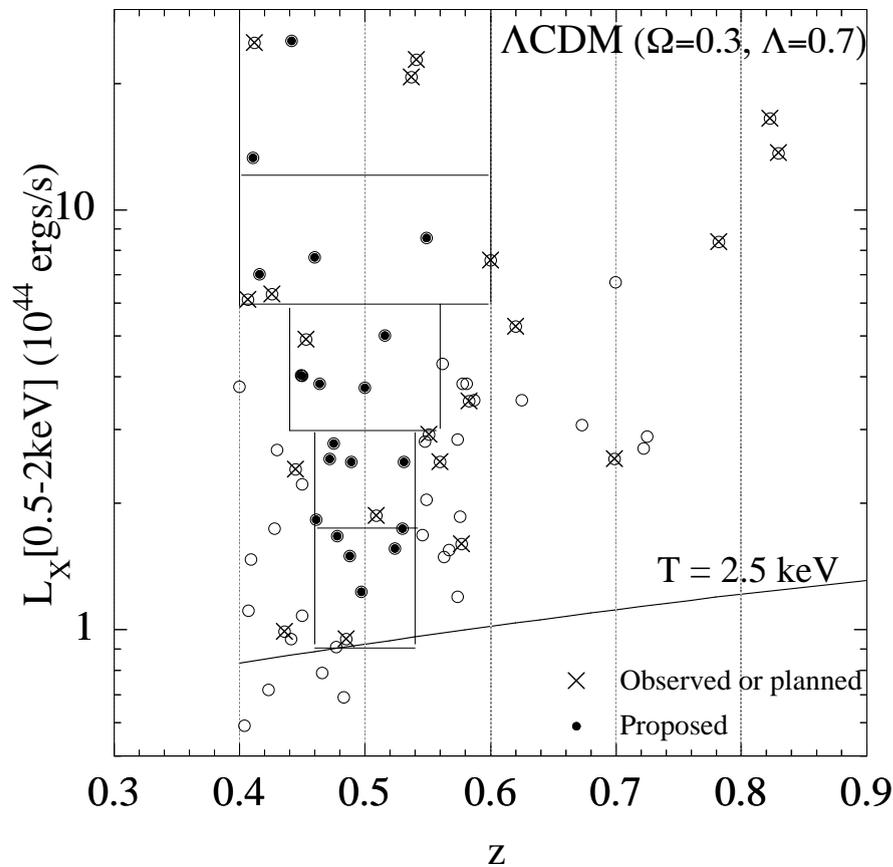


Fig. 4.1: L_X versus *redshift* pour l'échantillon initial, défini de sorte à former un ensemble non biaisé d'amas de galaxies mi-distants.

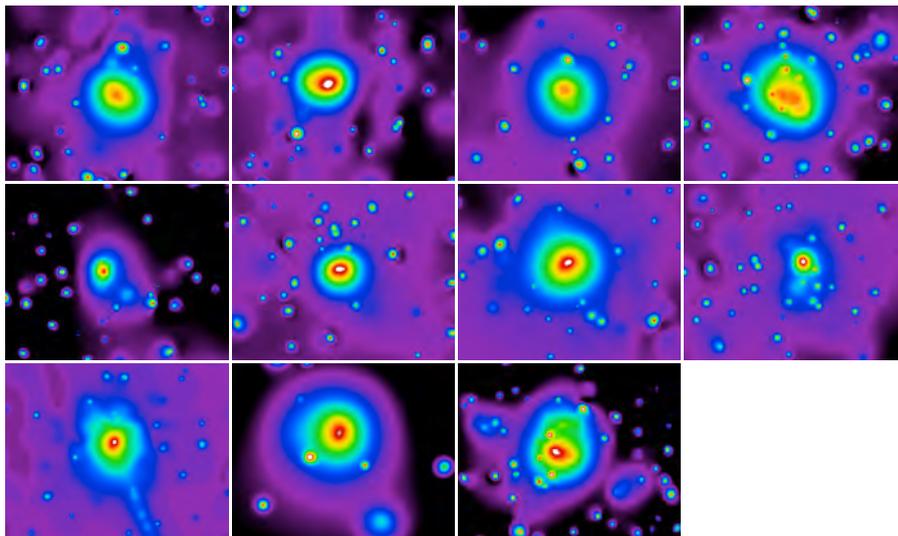


Fig. 4.2: Cartes de brillance de surface X en échelle logarithmique pour les 11 amas du sous-échantillon étudiés dans cette thèse (classés de gauche à droite et de haut en bas selon l'ordre utilisé table ??).

(Bartelmann & Schneider 2001) :

$$\begin{aligned}
 \frac{S}{N} &= \frac{\theta_E}{\sigma_\epsilon} \sqrt{\pi n} \sqrt{\ln(\theta_{\text{out}}/\theta_{\text{in}})} \\
 &= 12.7 \left(\frac{n}{30 \text{ arcmin}^{-2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma_\epsilon}{0.2} \right)^{-1} \left(\frac{\sigma_v}{600 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \\
 &\times \left(\frac{\ln(\theta_{\text{out}}/\theta_{\text{in}})}{\ln 10} \right)^{1/2} \left\langle \frac{D_{\text{ls}}}{D} \right\rangle.
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

où $\theta_E = 4\pi(\sigma_v/c)^2(D_{ls}/D_s)$ est le rayon d'Einstein d'une SIS et σ_v sa dispersion de vitesses, n est la densité de galaxies utiles pour mesurer le signal *lensing*, σ_ϵ l'erreur commise sur l'estimation de l'ellipticité, $\langle D_{ls}/D_s \rangle$ est le facteur géométrique moyenné sur la distribution en *redshift* des galaxies et $\theta_{in,out}$ sont les bornes de la couronne dans laquelle le cisaillement moyen est mesuré.

En cherchant à maximiser ce rapport signal sur bruit, cette équation va permettre de définir la meilleure stratégie d'observation (Schneider et al. 2006) :

- $S/N \propto n^{1/2}$: plus les images seront profondes, plus le nombre de galaxies disponibles sera grand et donc meilleure sera la détection du signal. La solution consiste donc à multiplier le nombre d'expositions d'un même amas et de les additionner pour obtenir une image finale la plus profonde possible. Une bonne estimation donne une densité de galaxies utiles (c'est-à-dire avec une forme mesurée fiable) de $n \sim 20 \text{ arcmin}^{-2}$ pour un temps d'exposition de ~ 2 heures sur un télescope de classe 4-m dans des conditions de seeing $\sigma \leq 1''$.
- $S/N \propto \sigma_\epsilon^{-1}$: afin d'optimiser la mesure de la forme des galaxies, il est indispensable de pouvoir correctement les échantillonner. Il faut donc avoir un rapport PSF/résolution le plus petit possible. Pour des données sol, on a typiquement une PSF de taille $\sim 0.8''$ pour une résolution de $\sim 0.2'' \cdot \text{pixel}^{-1}$, soit pratiquement un ordre de grandeur supérieur à des données spatiales. Une coupure sur la taille des galaxies par rapport à celle de la PSF sera donc nécessaire afin d'exclure les objets trop petits et mal échantillonnés ainsi que les galaxies les plus étendues pour lesquelles la distorsion de la PSF sera la plus importante. Une coupure sur l'erreur de l'estimation de l'ellipticité sera aussi effectuée pour exclure les objets les plus bruités.
- $S/N \propto \sigma_v^2$: il est évident que plus un halo de matière noire sera massif, plus il sera facile de mesurer son signal *lensing* et donc d'en déduire sa masse. C'est pour cela que l'échantillon initial de 20 amas a été coupé en luminosité X afin de ne garder que les amas les plus lumineux et donc *a priori* les plus massifs.
- $S/N \propto (\ln(\theta_{out}/\theta_{in}))^{1/2}$: pour obtenir un profil de cisaillement avec un rapport S/N constant, il faut utiliser des couronnes logarithmiques (largeur qui augmente avec la distance au centre). Le rapport entre les bornes de chaque anneau doit être choisi de sorte à avoir suffisamment d'objets dans couronnes centrales tout en gardant une résolution spatiale acceptable dans les régions externes.
- $S/N \propto \langle D_{ls}/D_s \rangle$: les galaxies qui subissent la plus forte déformation sont celles situées le plus loin de la lentille. La sélection de ces galaxies sources doit donc être réalisée de sorte à inclure le maximum de ces objets. Cependant, nous verrons que la détermination de ce rapport moyen peut se révéler assez critique et donc il convient de rester proche de la complétude du catalogue de galaxies afin de garder un certain contrôle sur la distribution en *redshifts* $N(z)$ correspondante.

Un autre point qui n'apparaît pas dans l'équation précédente concerne la taille du champ observé. En effet, comme le signal *weak lensing* d'un amas est mesurable loin de son centre (typiquement $> 2 R_{200}$), une image grand champ va permettre d'avoir plus de points sur le profil de cisaillement détecté et ainsi d'augmenter la statistique et la précision sur l'estimation finale de la masse.

Pour finir, plus la quantité d'information disponible sera grande, meilleure sera la sélection des galaxies sources. Des observations d'un même amas dans plusieurs bandes va donc apporter plus de contraintes pour affiner le tri, comme l'estimation de couleurs voir de *redshifts* photométriques.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai donc utilisé des images prises par l'instrument Megacam au CFHT, combinant ainsi images grand champ et bonne résolution angulaire. Le CFHT¹ est un télescope de 3.6 mètres de diamètre, installé en haut du Mauna Kea, à 4200 mètres d'altitude. A son foyer se trouve l'instrument Megacam², une matrice de 36 CCDs construite au CEA. Chaque CCD est constitué de 2048 x 4612 pixels (soit un total de 340 Megapixels) avec une résolution de 0.186 seconde d'arc par pixel. Megacam permet ainsi de couvrir une portion du ciel de 1 degré carré et de bien échantillonner le *seeing* médian au Mauna Kea ($\sim 0.7''$).

Les données ont été acquises durant 3 périodes d'observation en 2006 et 2007 (RunIDs : 06AF26, 06BF26 et 07AF8, PI : G. Soucail). Chaque amas a été observé dans 4 bandes photométriques : g' (414-559 nm), r' (564-685 nm), i' (698-843 nm) et z' (823-... nm). Les images de meilleure qualité en terme de *seeing* ont été obtenues dans la bande r' avec $IQ < 0.8''$ (dans les autres filtres, on a $IQ < 1''$ ce qui reste raisonnable). Le temps d'intégration dans cette bande (7200 secondes) a été défini de sorte à avoir une magnitude limite de 26 et une magnitude de complétude de l'ordre de 25 (voir table 4.2). Ce sont donc ces images dans la bande r' qui serviront par la suite pour l'analyse *lensing*, en particulier lors de la mesure des paramètres de forme des galaxies lentillées.

4.4 Détails de l'analyse lensing

Toute étude *weak lensing* sur un amas de galaxies comporte un certain nombre d'étapes : traitement des images brutes, détection/classification des objets, sélection des galaxies lentillées, mesure de leur paramètres de forme, estimation du cisaillement et de sa force, calcul de la masse. La plupart de ces étapes du processus ont été mises en place par Sébastien Bradeau lors de sa thèse. Dans ce qui suit, je les résume et je donne plus de détails sur les modifications que j'y ai apportées afin d'adapter cette procédure à des amas plus lointains.

4.4.1 Réduction des images

Avant d'être utilisables, les images en sortie du télescope doivent être corrigées de certains effets instrumentaux comme le *flatfielding* pour estimer la sensibilité de chaque pixel ou la correction des franges dues à la réflexion de la lumière dans chaque CCD. Cette étape de pre-processing a été réalisée directement au CFHT grâce au pipeline ELIXIR³.

Ensuite il faut réunir les différentes poses d'observations d'un même champ afin d'en

¹<http://www.cfht.hawaii.edu/>

²<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Imaging/MegaPrime/>

³<http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Elixir/>

augmenter le rapport signal sur bruit. Une partie des images a été ainsi traitée par l'équipe de TERAPIX, le reste ayant été fait en début de thèse de manière standard pour des images provenant de larges mosaïques de CCDs.

La première étape de cette procédure de réduction consiste à définir une solution astrométrique globale. Ceci est réalisé, grâce au logiciel **Scamp**⁴, à partir de l'alignement photométrique des différentes images basé sur la position des étoiles du catalogue de référence USNO-B1 (Monet et al. 2003). Celles-ci sont repérées sur chaque exposition avec le logiciel **SExtractor**.

La seconde étape permet grâce au logiciel **WeightWatcher**⁵ d'obtenir les images de poids correspondant à la bande d'observation considérée et à la période d'observation. Il utilise donc en entrée l'image *flat* du filtre donné et le masque permettant de localiser les zones défectueuses de la matrice de CCDs pour donner en sortie l'image de poids et l'image *flag* correspondantes.

Ensuite, les différentes expositions sont additionnées avec **Swarp**⁶ afin de produire l'image finale dont chaque pixel correspond à la médiane des différentes observations ayant un poids non-nul pour le pixel en question. **Swarp** permet également de réaliser une image χ^2 dont les pixels sont obtenus en prenant la racine carrée de la moyenne pondérée (par les précédentes cartes de poids) des pixels de chaque image élevés au carrés. Il a été montré (Szalay et al. 1999) que cette combinaison χ^2 est optimale pour réaliser une détection panchromatique d'objets. La co-addition suivant la médiane fournit quant à elle des résultats robustes pour la combinaison d'images polluées par des sources non-identifiées de bruits (rayons cosmiques, traces de satellites ou d'astéroïdes) ou des défauts de caméra (interstices entre CCDs : 70 pixels entre 2 CCDs, 425 pixels entre 2 rangées de CCDs pour l'instrument Megacam).

4.4.2 Création des catalogues d'objets

Une fois les images finales g' , r' , i' , z' et χ_{gri}^2 obtenues, l'étape suivante consiste à effectuer la détection des objets. Pour cela, j'ai utilisé le logiciel **SExtractor**⁷ (Bertin & Arnouts 1996) dans sa configuration *dual mode* : le logiciel réalise la détection des objets sur l'image χ^2 et les mesures sur les 4 images simples ; l'avantage est alors de ne pas avoir à faire de *matching* entre les 4 catalogues g , r , i et z .

Afin d'optimiser les résultats de **SExtractor** on effectue 2 runs sur chaque image. Le premier, effectué avec un seuil de détection élevé ($> 5\sigma$), sert à estimer la taille de la PSF qui est définie comme la taille moyenne observée des étoiles. Ce premier passage donne aussi le niveau de saturation des pixels, égal à la limite supérieure du flux des étoiles. Ensuite on lance **SExtractor** une seconde fois avec un seuil de détection bien plus bas ($> 1.5\sigma$) afin de récupérer le maximum de galaxies. Notons ici que j'ai utilisé **SExtractor** avec des masques afin d'éviter d'inclure dans les catalogues de faux objets situés dans les zones bruitées de l'image (pixels défectueux, jointures entre CCD, aigrettes et réflexions d'étoiles, ...), étape nécessaire et importante pour ne pas engendrer du faux signal de cisaillement dans la suite de l'analyse avec par

⁴<http://www.astromatic.net/software/scamp>

⁵<http://www.astromatic.net/software/weightwatcher>

⁶<http://www.astromatic.net/software/swarp>

⁷<http://www.astromatic.net/software/sextractor>

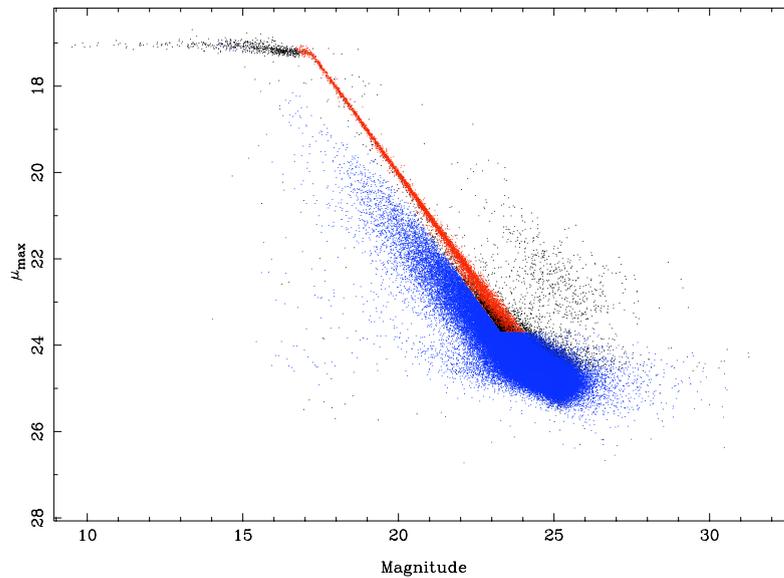


Fig. 4.3: Diagramme flux central μ_{max} -magnitude pour l'amas MS0015. Les étoiles (points rouges) se regroupent dans une région clairement définie, la branche des étoiles. Les galaxies (points bleus) sont les objets moins piqués que les étoiles pour une magnitude donnée. Les points noirs sont les objets considérés comme de fausses détections avec un flux proche du niveau de saturation ou bien une luminosité plus piquée qu'une étoile.

exemple avec la présence de fausses galaxies très elliptiques autour des étoiles très brillantes.

Une fois que tous les objets sont localisés, il faut séparer les étoiles des galaxies et des fausses détections. Pour ce faire, on utilise l'image r' qui a la meilleure qualité photométrique. Encore une fois, j'ai appliqué ici une méthode standard : les objets sont triés selon des critères de taille, de magnitude et de brillance de surface.

La première condition qui doit être remplie par un objet pour être considéré comme une étoile est sa position dans le diagramme magnitude- μ_{max} (figure 4.3) où μ_{max} est sa brillance de surface centrale.

En effet, pour un flux ou une magnitude donné, une étoile sera plus brillante, plus "piquée" qu'une galaxie. On s'attend donc à ce que les étoiles peuplent une région bien définie dans l'espace magnitude- μ_{max} , région que l'on appelle "branche des étoiles". Cette région a la forme d'un parallélogramme autour d'une droite de pente 1. Sa limite supérieure est le niveau de saturation de l'image. Sa largeur est prise à 0.4 mag, une valeur représentative de la dispersion en magnitude des étoiles pour un μ_{max} donné. Sa limite inférieure est plus difficile à définir et est prise comme correspondant au mode de la distribution en brillance de surface plus 1 afin de récupérer le maximum d'étoiles qui seront utilisées par la suite pour estimer le champ de PSF à partir de leur forme observée. Cette limite permet également de réduire la contamination par des galaxies dont l'ellipticité intrinsèque peut biaiser cette estimation.

Le second critère de sélection concerne la taille des objets : on impose aux étoiles

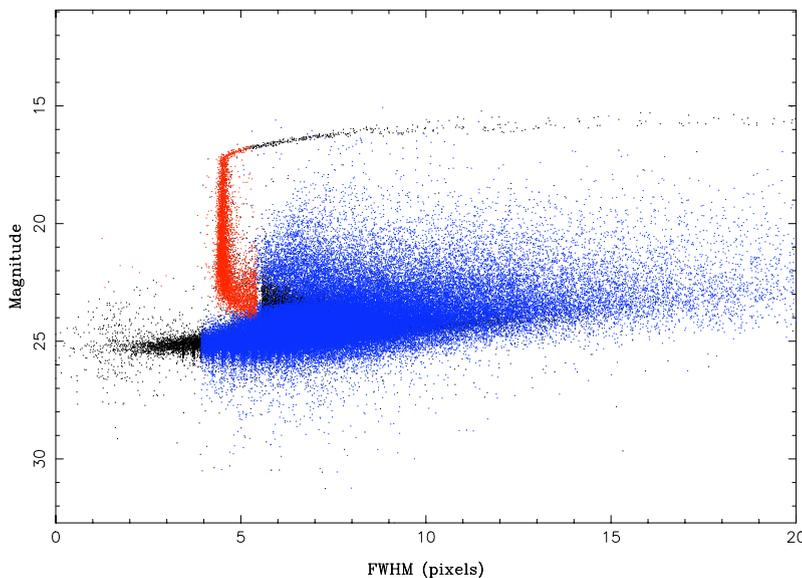


Fig. 4.4: Diagramme magnitude-taille pour l'amas MS0016. Les étoiles (points rouges) ont une taille (largeur à mi-hauteur de la gaussienne ajustée par **SExtractor** sur les isophotes de l'objet) caractéristique, égale plus ou moins à la taille de la PSF. Les objets plus petits que les étoiles sont principalement de fausses détections (points noirs) alors que les objets de tailles plus étendues et non saturés (points bleus) sont considérés comme étant des galaxies.

d'avoir une taille inférieure à celle de la PSF (\sim seeing) plus un pixel. Cette coupure apparaît naturellement lorsque l'on regarde un diagramme taille-magnitude (figure 4.4) sur lequel la majorité des étoiles sont regroupées dans une zone limitée pour toutes les valeurs de la magnitude.

Pour la sélection des galaxies, on se base sur les mêmes critères : une galaxie sera considérée comme telle si elle est dans la région inférieure à la branche des étoiles (c'est-à-dire moins piquée), sous le niveau de saturation et ayant une taille supérieure à la taille de la PSF moins 0.5 pixel (les objets trop petits sont exclus car étant soit des étoiles, soit des "fausses détections", soit des galaxies mais de taille trop petite pour que l'estimation de leur paramètres de forme soit efficace). **SExtractor** retourne également pour chaque objet un paramètre utile pour améliorer la sélection, le paramètre `CLASS_STAR`. Ce paramètre qui varie de 0 à 1 correspond à une estimation de la stellarité d'un objet. Ainsi, tout objet ayant `CLASS_STAR > 0.8` est également exclu du catalogue de galaxies.

Au final, on dispose pour chaque amas d'un catalogue d'étoiles et d'un catalogue de galaxies. Cette sélection est effectuée uniquement sur les images r' . Pour récupérer les magnitudes des galaxies dans les autres bandes, on réalise également les 2 passages de **SExtractor** sur les images g' , i' et z' . Ces images sont de qualité photométrique moindre, et donc on perd un bon nombre d'objets si l'on effectue le tri étoiles/galaxies à partir de ces catalogues. La solution est de tirer avantage du *dual-mode* pour avoir exactement le même nombre d'objets détectés sur chaque image et ayant le même identifiant dans chaque catalogue. Dans la table 4.2 sont résumés les paramètres

Tab. 4.2: Caractéristiques des données optiques dans la bande r' de Megacam.

Amas	Exposition (sec.)	Seeing (")	Complétude (50%)	Galaxies (arcmin^{-2})	Etoiles (arcmin^{-2})
MS0015.9+1609	5600	0.82	24.50	26.3	1.6
MACSJ0451.6-0305	7200	0.77	24.75	30.6	3.2
RXJ0856.1+3756	7200	0.66	24.90	40.7	2.2
RXJ0943.1+4659	7200	0.87	24.60	33.9	1.7
RXJ1003.0+3254	7200	0.79	24.55	31.4	1.4
RXJ1120.1+4318	7200	0.60	24.85	40.8	1.9
MACSJ1206.2-0848	7200	0.85	24.90	32.1	2.2
MS1241.5+1710	7200	0.72	24.85	35.5	1.9
RXJ1347.5-1144	7200	0.77	24.95	29.5	2.5
MS1621.5+2640	7200	0.60	25.05	41.6	4.7
RXJ2228.5+2036	7200	0.69	24.85	35.5	4.6

d'intérêts à ce niveau de l'analyse (densité d'étoiles et de galaxies, taille du *seeing* et magnitude de complétude).

4.4.3 Mesure des paramètres de forme

L'information qui permet de déterminer la masse d'un amas de galaxies s'obtient à partir de la déformation statistique de l'image des galaxies d'arrière plan. Cette étape de l'analyse *weak lensing* est donc certainement la plus critique. En effet, toute erreur systématique ou biais dans la mesure de la forme des galaxies sources se répercutera directement sur l'estimation finale de la masse.

L'approche que j'ai utilisée ici, identique à celle décrite dans Bardeau et al. (2005, 2007), fait appel au logiciel `Im2shape` (Bridle et al. 2002). L'avantage d'utiliser ce logiciel est qu'il incorpore la déformation due au champ de PSF lors du calcul de la forme des galaxies. En effet, il est important de déterminer l'image correcte des galaxies, c'est-à-dire non perturbée par le passage des rayons lumineux dans l'atmosphère ni par la réponse instrumentale du télescope.

Le principe de fonctionnement d'`Im2shape` est relativement simple. A partir d'un modèle de galaxie, somme de gaussiennes elliptiques qui représentent ses isophotes, il en effectue la convolution avec l'estimation locale de la PSF qui est également modélisée par une combinaison de gaussiennes elliptiques. La convolution est ainsi analytique et rapide à exécuter. A partir du théorème de Bayes et en assignant à chaque paramètre libre du problème (bruit, position, forme et intensité des isophotes) une distribution *a priori*, le code détermine la probabilité *a posteriori* sur chacun de ces paramètres. Grâce à un échantillonneur de type chaîne de Markov, le code parcourt l'espace des phases afin de trouver le modèle qui permet d'ajuster au mieux l'image de la galaxie (maximisation de la probabilité *a posteriori*).

L'avantage principal de l'approche bayésienne couplée à un échantillonnage MCMC

(*Monte Carlo Markov Chain*) est une estimation robuste des erreurs statistiques associées à chaque paramètre de forme d'un objet. Ces erreurs seront utilisées par la suite comme critère de sélection des galaxies lentillées et comme poids lors de la mesure du cisaillement.

Pour utiliser ce logiciel, ce dont on a besoin est donc une image au format *.fits*, un catalogue de galaxies contenant leurs positions (*Im2shape* découpe l'image en carrée de 16x16 pixels autour de chaque galaxie pour y ajuster les isophotes par des gaussiennes) et un catalogue contenant le modèle de PSF à la position de chaque galaxie. L'implémentation d'*Im2shape* que nous avons suivie est réduite au plus simple dans le sens où nous n'avons utilisé qu'une seule gaussienne pour modéliser les galaxies ainsi que pour la PSF. Ajouter d'autres gaussiennes n'apporte pas forcément plus d'information et au contraire risque de laisser trop de liberté au code et ainsi augmenter les incertitudes sur les paramètres d'intérêt. D'autre part, il est plus simple de traiter une seule valeur de l'ellipticité pour chaque objet plutôt qu'une combinaison de plusieurs ellipses. De plus, les galaxies qui nous intéressent le plus sont les plus faibles pour lesquelles il est difficile de faire la distinction entre leur disque et leur bulbe. Une seule ellipse suffit donc *a priori* dans le cadre de notre étude.

Il ne reste donc plus qu'à déterminer le champ de PSF. Bien que son effet principal consiste à circulariser l'image et donc à noyer la distortion gravitationnelle, celui-ci est anisotrope, ce qui ajoute artificiellement un signal similaire au cisaillement produit par l'amas lentille. On s'attend également à ce qu'il ne soit pas constant sur tout le champ de vue. Il faut donc en estimer sa valeur locale à la position de chaque galaxie. La manière dont cela est réalisé est assez simple : partant du principe que les étoiles sont sensées être des objets non résolus spatialement, la forme observée de ces étoiles donne directement l'intensité et l'orientation de la PSF locale (la convolution d'un δ_{dirac} avec le champ de PSF donne la valeur de la PSF en ce point).

La première étape consiste donc à lancer *Im2shape* sur le catalogue d'étoiles créé dans la section précédente avec pour modèle de PSF initial un δ_{dirac} . Une fois que la forme des étoiles est estimée, on effectue un nettoyage du champ de PSF obtenu. En effet, dans le catalogue certains objets ne sont pas des étoiles (fausses détections, galaxies faibles) et leur forme pollue l'estimation de la PSF. Donc, à la position de chaque galaxie, on récupère les 10 objets les plus proches qui ont une ellipticité inférieure à 0.2 car on s'attend à ce que la PSF ne soit pas si elliptique. On impose alors un critère de similarité sur ces 10 objets afin d'enlever les galaxies faibles incluses dans le catalogue d'étoiles et dont l'orientation est aléatoire : on calcule la dispersion sur les paramètres de forme de ces objets et on rejette tous ceux qui s'écartent de plus de 1.5σ de la valeur moyenne (valeur arbitraire mais efficace). L'opération est effectuée une seconde fois afin d'affiner le catalogue. Au final, la valeur de la PSF à la position de chaque galaxie est définie comme la moyenne arithmétique de la forme des 5 étoiles les plus proches. Prendre plus d'étoiles impliquerait de prendre des objets plus lointains là où la PSF peut se révéler être suffisamment différente pour biaiser la moyenne et donc l'estimation de sa valeur locale.

A ce niveau, un premier test peut être effectué pour vérifier la bonne déconvolution de la PSF : la forme finale des étoiles estimée par *Im2shape* avec le champ de PSF calculé précédemment doit être proche d'un δ_{dirac} même si on s'attend à observer une

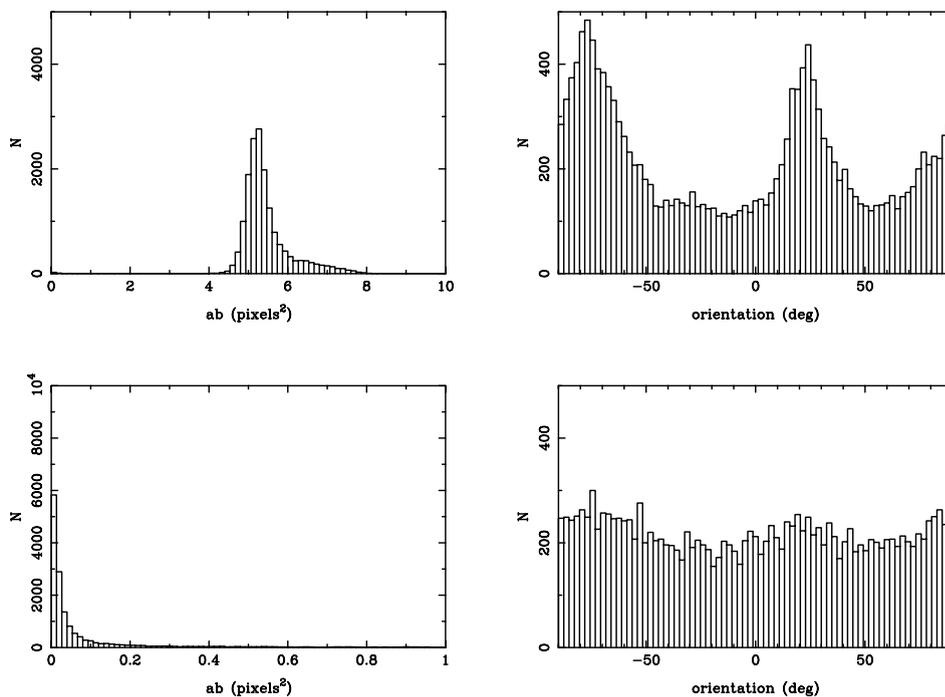


Fig. 4.5: Distribution en taille ab et orientation des étoiles avant (ligne du haut) et après (ligne du bas) la déconvolution de la PSF pour l'amas de galaxies RXJ2228. La taille moyenne initiale qui correspond à l'estimation de la taille de la PSF est bien supérieure à la taille des étoiles après le second passage d'Im2shape. L'orientation est également bien traitée puisque la distribution finale est pratiquement plate.

légère ellipticité compte tenu du fait qu'on utilise une valeur moyenne de la PSF légèrement dispersée (seulement 5 étoiles). Concrètement, la taille des étoiles après déconvolution de la PSF doit être proche de 0 et leur orientation aléatoire. C'est en effet ce que l'on constate sur la figure 4.5.

Maintenant que l'on dispose d'un moyen de déterminer la forme des galaxies, il reste à savoir si l'on n'inclue pas de biais ou d'erreur systématique dans l'estimation des paramètres de forme des galaxies. Même si Im2shape a déjà été utilisé dans plusieurs études *weak lensing* (par exemple Kneib et al. (2003); Cypriano et al. (2004); Bardeau et al. (2005, 2007); Limousin et al. (2007a,b); Medezinski et al. (2007); Carrasco et al. (2007); Limousin et al. (2009)), il convient de s'assurer de la qualité des résultats, et, le cas échéant, de les corriger.

Pour ce faire, la communauté dispose d'un jeu de simulations : les simulations STEP (*Shear TEsting Program* (Heymans et al. 2006)). Sous l'impulsion de Catherine Heymans, Richard Massey et Jason Rhodes, le projet STEP a été mis en place afin de tester/comparer/améliorer les différentes techniques de mesures du cisaillement gravitationnel. Depuis la mise en place du projet (2004), plusieurs jeux de simulations ont été créés afin de tester les méthodes sur différents types de données (sol, spatial). Dans le cadre de cette thèse, je me suis restreint à la première étape du projet,

STEP1, conçue pour valider une analyse sur des données sol de type CFHT. Concrètement, un grand nombre d'images simulées ont été réalisées à partir des programmes **SKYMAKER**⁸ et **STUFF**⁹ pour la création des catalogues d'objets (voir Erben et al. (2001) pour plus de détails). La distribution des galaxies suit des observations et des lois semi-analytiques en luminosité et taille-morphologie. Les galaxies sont constituées d'un bulbe sphéroïde type de Vaucouleurs et d'un disque mince elliptique. A chacune d'elles sont attribués de manière aléatoire et uniforme une position, un angle et une inclinaison, ce qui permet d'en déduire une ellipticité intrinsèque. Notons que les galaxies ainsi générées sont sensiblement plus circulaires en moyenne que ce qui est observé (Binney & de Vaucouleurs 1981; Grosbol 1985; Lambas et al. 1992) mais cela n'affecte en rien la mesure du cisaillement, si ce n'est pour les méthodes utilisant une pondération basée sur la forme des galaxies (ce n'est pas le cas d'**Im2shape**).

Une fois le catalogue d'objets créé, 5 différentes sortes de cisaillement ont été appliquées en modifiant simplement l'ellipticités des galaxies selon l'équation 3.41. Dans le cas présent, la convergence κ est nulle car on ne s'intéresse qu'à la capacité de telle ou telle méthode à mesurer un cisaillement et non une homothétie. La seconde composante du cisaillement, γ_2 , est également nulle. Le signal appliqué se limite donc à $\gamma_1 = (0.0, 0.005, 0.001, 0.05, 0.1)$ et est constant sur tout le champ de l'image. Les étoiles et les galaxies ainsi modifiées sont ensuite convoluées avec 6 modèles différents de PSF représentatifs de la qualité d'observations réalisées au sol (la PSF est aussi constante sur tout le champ).

Au final, on dispose donc de 6 types de PSF et 5 types de cisaillement, soit 30 configurations différentes. Chacun de ces 30 jeux de simulations se compose de 64 images de taille 4096x4096 pixels avec une résolution de 0.206 arcseconde par pixel. Les catalogues d'objets ont une densité de galaxies réaliste, $\sim 15 \text{ arcmin}^{-2}$, et $\sim 10 \text{ arcmin}^{-2}$ pour les étoiles, ce qui est largement suffisant pour caractériser proprement la PSF selon la méthode décrite précédemment. En pratique, sur des données telles que celles utilisées dans cette thèse, la densité d'étoiles est bien moindre. On s'attend donc à corriger de manière suffisamment efficace la PSF dans le cadre de ces simulations pour concentrer l'analyse sur la mesure du cisaillement.

Pour chaque ensemble d'images on réalise l'analyse suivante : détection/classification des objets grâce à **SExtractor** puis estimation de la PSF et mesure de la forme des galaxies avec **Im2shape**. Ensuite, on calcule le cisaillement moyen $\langle \gamma_{1,2} \rangle$ sur les 64 images pour chacun des 30 jeux de données. L'étape suivante consiste à, pour un type de PSF donné, minimiser sur les 5 valeurs de cisaillement la quantité

$$\gamma_1 - \gamma_1^{true} = q(\gamma_1^{true})^2 + m\gamma_1^{true} + c_1 \quad (4.2)$$

où γ_1^{true} est le cisaillement appliqué sur l'image et (q, m, c_1) les paramètres de l'ajustement entre le cisaillement mesuré et le cisaillement réel. Le paramètre q traduit la non-linéarité de la réponse de la méthode, m le bias linéaire de calibration et c_1 caractérise la systématique liée à la correction de la PSF.

Comme je l'ai mentionné précédemment, le cisaillement appliqué $\gamma_2^{true} = 0$, et donc le

⁸<http://www.astromatic.net/software/skymaker>

⁹<http://www.astromatic.net/software/stuff>

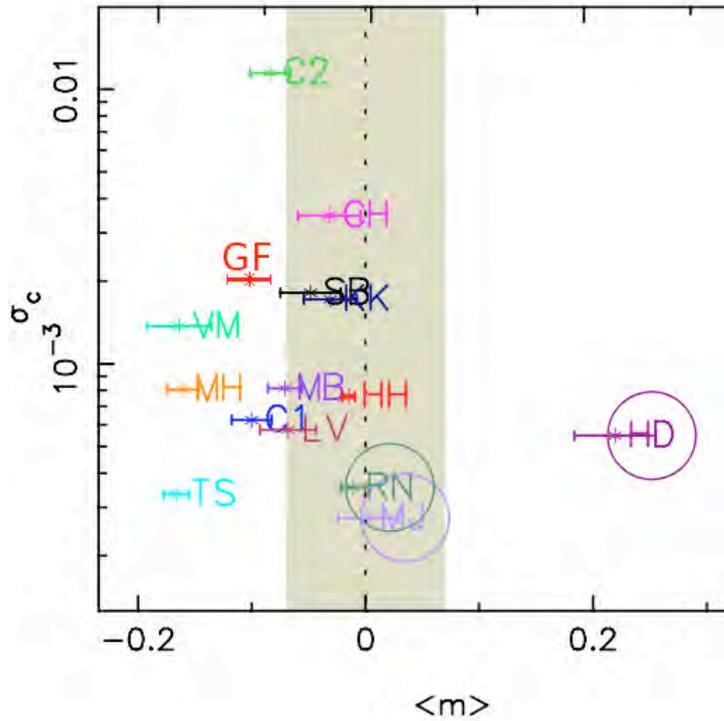


Fig. 4.6: Mesures du biais de calibration $\langle m \rangle$, des résidus de PSF σ_c et de non-linéarité $\langle q \rangle$ pour différentes méthodes de lensing (Heymans et al. (2006) pour la signification des labels). La région grisée souffre d'un biais de calibration inférieur à 7%. Notre implémentation d'Im2shape (label GF) donne $\langle m \rangle \simeq 0.1 \pm 0.02$ et $\sigma_c \simeq 2 \cdot 10^{-3}$.

paramètre $c_2 = \langle \gamma_2 \rangle$ doit être égal à 0 en l'absence de systématique liée au traitement de la PSF (et absence de *shot noise*). La meilleure méthode pour mesurer le cisaillement sera donc celle qui se rapproche le plus du point $(m, c) = (0, 0)$. La comparaison des différentes techniques est résumée sur la figure 4.6.

Un premier ajustement de notre méthode donne une réponse linéaire avec l'intensité du cisaillement, c'est-à-dire $\langle q \rangle = 0$ (les moyennes ici sont réalisées sur les 6 types de PSF). J'ai donc effectué un nouvel ajustement de la relation précédente mais en imposant $q = 0$. J'obtiens alors les valeurs suivantes : $\langle m \rangle = -0.1 \pm 0.02$ et $\sigma_c = \sqrt{\sigma_{c1}^2 + \sigma_{c2}^2} \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Notre implémentation d'Im2shape (label GF sur la figure 4.6) est à comparer avec celle de Sarah Bridle (label SB) qui utilise 2 gaussiennes pour modéliser la forme des galaxies et de la PSF locale. Nous obtenons un biais sensiblement supérieur et sommes hors de la région des 7% de biais de calibration. Pour ce qui est de la PSF, nous obtenons une valeur suffisamment petite de σ_c pour être consistant avec du simple *shot noise*.

La conclusion principale du test de notre pipeline avec les simulations STEP est que le cisaillement que l'on mesure est sous-estimé d'un facteur $\sim 10\%$. C'est pourquoi dans la suite de l'analyse *lensing* des amas, nous apporterons une correction de $+10\%$ au cisaillement mesuré afin de compenser ce biais. La faible dispersion obtenue sur ce facteur de calibration, 0.02, montre quant à elle que notre méthode s'applique de manière équivalente à tous les types de PSF de la simulation STEP. Autrement dit, même pour des PSF complexes, notre analyse restera *a priori* va-

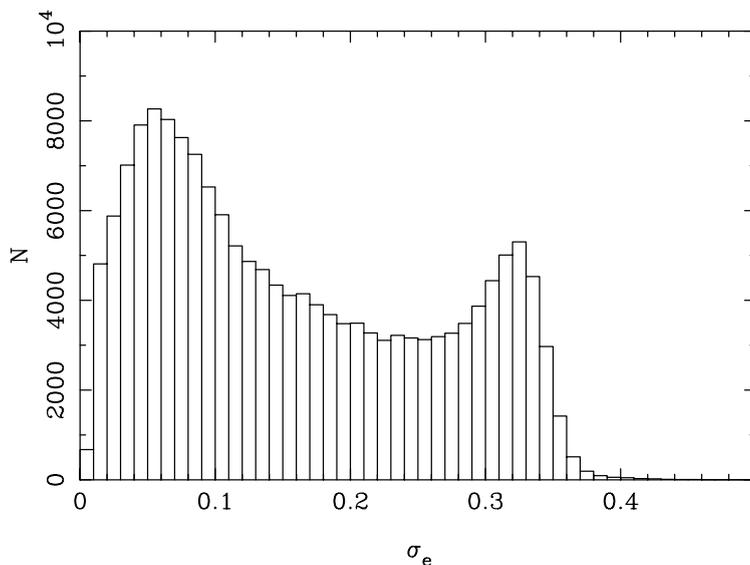


Fig. 4.7: Distribution des dispersions $\sigma_{e1,e2}$ autour de l'estimation des composante de l'ellipticité par `Im2shape`. On constate que celle-ci atteindre un minimum en ~ 0.25 , une valeur typique pour tous les amas (ici pour RXJ1003).

lide. Par ailleurs, contrairement aux simulations étudiées ici, nos images Megacam ne présentent pas une PSF constante sur tout le champ d'observation. Hors cette dispersion ainsi que la valeur du résidu σ_c sont suffisamment petites pour avoir une correction de la déformation consistante sur toute l'image, ne privilégiant pas par exemple la zone centrale où la déformation instrumentale est supposée la plus petite. Bien que ces résultats soient issus de simulations, on peut s'attendre à ce que la correction apportée sur la mesure du cisaillement soit en moyenne proche du biais réel de notre méthode et donc que celui-ci soit contrebalancé de manière satisfaisante.

Un autre point concerne l'estimation de la forme des objets les plus faibles et ceux situés dans la zone centrale de l'amas. Les premiers sont évidemment les plus difficiles à caractériser de part la faiblesse de leur luminosité : les isophotes ajustés sont proches du seuil de bruit et l'erreur commise sur la mesure des paramètres de forme peut se révéler conséquente. C'est pourquoi il convient à la fois de couper le catalogue de galaxies en magnitude et d'écartier les objets ayant une erreur élevée sur la mesure de l'ellipticité.

Pour la coupure à adopter sur $\sigma_{e1,e2}$, j'ai regardé la distribution en erreurs (figure 4.7) et pris la valeur $\sigma_{e1,e2} = 0.25$. Ce critère fait le compromis entre le nombre de galaxies que l'on garde et la quantité de bruit introduite dans la mesure du signal de cisaillement, d'autant plus que les objets les plus bruités peuvent avoir des distributions de probabilité fortement non gaussiennes et donc une valeur moyenne des paramètres de forme fortement biaisée. Même si cette valeur peut sembler arbitraire, j'ai réalisé toute une série de tests sur les profils de cisaillement obtenus en

fonction de ce paramètre de sélection (comparaison des rapports signal sur bruit par exemple). Il s'est avéré qu'un seuil de 0.25 réalise effectivement le meilleur compromis avec la plus petite erreur relative sur l'estimation finale de la masse des amas. Pour ce qui est des objets proches du centre dont les isophotes peuvent être affectés par la luminosité des galaxies membres de l'amas (problème de *deblending* qui peut par exemple conduire à mal estimer la position du centre de la galaxie (Cypriano et al. 2004)), la solution consiste à ne pas tenir compte des tous premiers points du profil de cisaillement. D'autres raisons évoquées plus loin dans ce chapitre iront également dans ce sens.

4.4.4 Tri des galaxies

Maintenant que nous avons notre catalogue de galaxies avec une mesure de leur forme ainsi qu'un certain contrôle des systématiques et biais associés, il faut sélectionner les galaxies lentillées, c'est-à-dire celles localisées derrière l'amas de galaxies. En effet, seules ces galaxies subissent le cisaillement gravitationnel produit par l'amas, et donc nécessitent d'être isolées des galaxies d'avant plan et des galaxies membres de l'amas qui vont diluer le signal mesuré. Ceci est particulièrement vrai pour le profil de cisaillement puisque naturellement on a :

$$g^{obs} = \frac{N_{back}}{N_{back} + N_{fore}} g^{true} \quad (4.3)$$

où *back* correspond aux galaxies d'arrière-plan et *fore* aux galaxies non lentillées (avant-plan+amas). g^{obs} est le cisaillement mesuré dans une couronne à partir de la moyenne arithmétique de l'ellipticité des galaxies s'y trouvant.

Deux stratégies peuvent être adoptées à ce niveau de l'analyse : soit on s'arrange pour enlever la plus grande partie des galaxies non lentillées pour obtenir un signal qui soit maximal et le plus proche possible du signal réel g^{true} , soit on cherche à estimer ce facteur de dilution $N_{back}/(N_{fore} + N_{back})$ pour ensuite corriger le cisaillement mesuré.

Coupeure en magnitude

Pour qui cherche à ne sélectionner que les galaxies lentillées, la première solution qui vient à l'esprit concerne leur luminosité : on s'attend en effet à ce que les galaxies les plus brillantes soient devant l'amas, les plus faibles derrière. Par exemple, si l'on regarde la distribution en magnitude apparente $N(m)$ des galaxies dans le champ d'un amas, on voit clairement la contribution de ce dernier. Naïvement, il suffirait alors de choisir toutes les galaxies de magnitude plus faibles que celle de l'amas et supposer qu'elles se situent derrière lui. Le problème est évidemment que la relation $N(m)$ observée est une combinaison de plusieurs effets : la luminosité intrinsèque des galaxies, la relation entre magnitude apparente et magnitude absolue, la distribution spectrale en énergie (flux différent selon la bande d'observation), ... Aussi, même si une coupeure forte en magnitude (par exemple $m > 23$) permet *a priori* d'exclure la plus grande partie des galaxies non lentillées, celle-ci conduit également à la perte d'un bon nombre de galaxies sources et donc à une réduction non négligeable du

rapport signal sur bruit final sur la mesure du cisaillement.

J'ai donc décidé de sélectionner les galaxies ayant une magnitude r' comprise entre 21 et la magnitude de complétude $+ 0.5$ mag. Ce choix pour la limite supérieure peut sembler plutôt conservateur mais sera justifié dans la section suivante 4.4.5 (nous avons également vu qu'il convient d'écarter les galaxies les plus faibles dont l'estimation des paramètres de forme peut se révéler difficile). La limite inférieure est quant à elle relativement faible afin d'inclure un maximum de galaxies dans l'analyse. Comme nous le verrons plus loin, même si cela implique de conserver des galaxies non lentillées, cela ne représente pas au final un problème majeur.

Critère sur la couleur

Le second critère de sélection concerne les galaxies de l'amas qui, comme les galaxies d'avant plan, brulent le signal de cisaillement. Comme il en sera discuté plus loin, l'impact des galaxies de l'amas sur la mesure de la masse à partir du profil de cisaillement n'est pas aussi critique que la dilution du cisaillement due aux avant-plans, du moins dans le cas d'amas mi-distants. D'autre part, nous verrons qu'il est également assez simple de contrebalancer leur effet sur le signal mesuré. Néanmoins, il reste préférable d'en exclure la plus grande partie possible.

Pour cela, on dispose d'un critère relativement efficace, la séquence des elliptiques d'un amas, relation couleur-magnitude présentée dans la partie 2.6.1. Un simple coup d'oeil au diagramme $r'-i'$ versus r' suffit à détecter la présence d'une surdensité de galaxies présentant une faible dispersion en couleur, couleur pratiquement constante et indépendante de la magnitude (présence d'une légère pente). La figure 4.8 présente un exemple de cette séquence des elliptiques (*red sequence* en anglais).

Afin d'optimiser la sélection de ces galaxies, j'ai utilisé une méthode similaire à celle décrite dans Stott et al. (2009) pour délimiter la séquence des elliptiques de l'amas. On sélectionne d'abord les galaxies avec un *redshift* photométrique compatible avec le *redshift* de l'amas (voir le paragraphe suivant pour plus de détails sur les *redshifts* photométriques) et se situant dans la zone centrale de l'amas (typiquement $r < 200''$). On réalise ensuite grâce à une minimisation de type χ^2 un ajustement linéaire de la relation couleur-magnitude dans le plan $r'/r'-i'$ tout en effectuant un tri à 3σ : une fois la pente et l'ordonnée à l'origine estimées, on ajuste la distribution des résidus en couleurs (par rapport à ce premier ajustement) par une gaussienne. On obtient ainsi une première estimation de la dispersion en couleur autour de la séquence des elliptiques. Celle-ci est ensuite utilisée comme critère de sélection pour réitérer l'ajustement en ne gardant que les galaxies avec une couleur compatible à moins de 3σ . Le processus est répété jusqu'à convergence.

On dispose alors de notre critère de sélection : toutes les galaxies avec un écart en couleur par rapport à l'ajustement final de la séquence des elliptiques inférieur à 3 fois sa dispersion et une magnitude $m_{r'} \leq 23$ sont écartées du catalogue final de galaxies lentillées. La coupure en magnitude sert ici à limiter l'inclusion de galaxies d'arrière-plan qui sont dominantes à ces magnitudes faibles, même aux couleurs de la séquence des elliptiques.

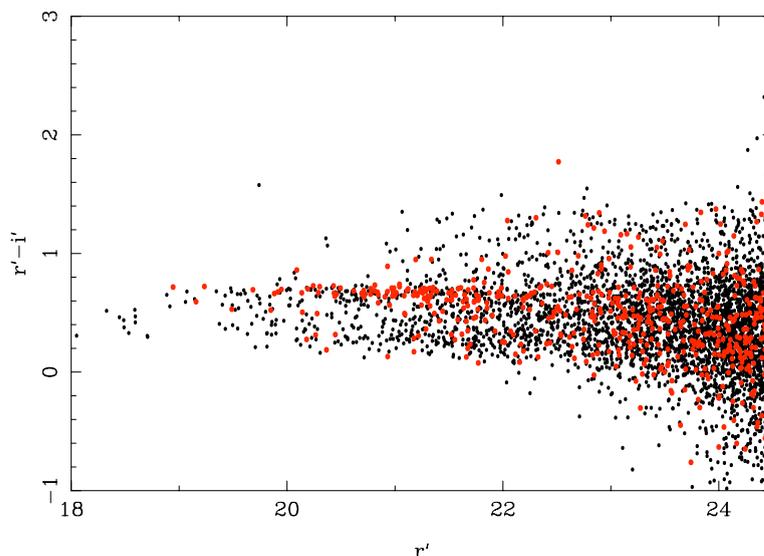


Fig. 4.8: Diagramme couleur-magnitude de l'amas RXJ0856. Les points noirs correspondent aux galaxies situées à moins de $500''$ du centre de l'amas, les points rouges celles à moins de $150''$. La séquence des elliptiques associée à l'amas y apparaît clairement.

Redshifts photométriques

Dans l'optique de ne garder que les galaxies d'arrière-plan, la dernière option de sélection possible est l'estimation de *redshifts* photométriques (par exemple Athreya et al. (2002)). L'idée sous-jacente est qu'une galaxie voit ses couleurs changer en fonction de son *redshift*. Avec suffisamment de bandes d'observation il devient alors possible d'estimer sa distance. En effet, une galaxie possède de fortes signatures spectrales (des *break* dans son spectre, tel celui à 4000 \AA ou le Lyman break à 912 \AA) qui permettent de réaliser de la spectroscopie à très basse résolution. Deux bandes d'observations qui encadrent un de ces break donnent accès à la mesure d'une couleur (différences de magnitude ou rapport de luminosité) caractéristique de la distance de la galaxie. Il est évident alors que plus grand sera le nombre de bandes d'observation, meilleure sera la couverture spectrale et donc plus précise l'estimation de sa distance.

Pour des amas à bas *redshifts*, de simples coupures en couleur permettent d'exclure la majeure partie des galaxies d'avant-plan. Cependant, comme on le constate sur la figure 4.9, la situation se complique pour des amas à plus hauts *redshifts*. Par exemple, pour un amas à $z=0.2$, une coupure $r' - i' > 0.6$ permet de garder les galaxies elliptiques avec $0.2 < z < 2$ ($z < 1.6$ si l'on corrige de l'évolution), soit la majeure partie des galaxies d'arrière-plan. En revanche, si l'amas est à $z=0.6$, une coupure à la couleur $r'-i'$ correspondante, $r' - i' \sim 1.31$, excluerait les galaxies avec un *redshift* $0.85 \leq z \leq 1.1$. La situation devient pire si l'on prend en compte l'évolution de la galaxie (courbes en tirets). La présence de ces dégénérescences *redshift*-couleur-type spectral font que de simples critères en couleurs ne sont pas

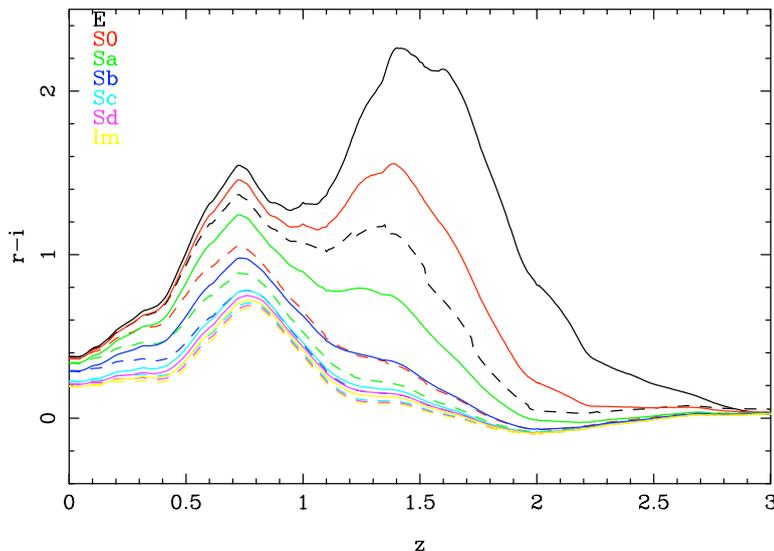


Fig. 4.9: Diagramme couleur-*redshift* pour les principaux types spectraux d'une galaxie avec $M_r = -22$. Les courbes pleines représentent la couleur $r-i$ K-corrigée, celles en tirets en corrigeant en plus de l'évolution passive de la luminosité.

suffisants et donc que l'estimation plus précise de *redshifts* photométriques devient nécessaire.

Profitant de la proximité d'un de ses concepteurs, j'ai utilisé pour ce travail le logiciel *HyperZ*¹⁰ (Bolzonella et al. (2000)). Ce logiciel utilise la technique dite de *SED fitting* (SED pour Spectral Energy Distribution) : les couleurs observées d'une galaxies sont ajustées par un ensemble de spectres types représentatifs de tous les types de galaxies. Le meilleur modèle, caractérisé par son type spectral, sa masse stellaire, son âge de formation et bien évidemment sa distance est estimé par une procédure de minimisation classique sur le flux observé dans chaque filtre disponible. Sans rentrer trop dans les détails techniques du code (toutes les informations utiles pouvant être récupérées sur la page web du logiciel ou bien dans la thèse de Florence Ienna), *HyperZ* fonctionne de la manière suivante : on donne en entrée un catalogue de magnitudes et erreurs associées, l'extinction galactique (par simplicité j'ai utilisé la même valeur du paramètre $E(B-V)$ pour chaque galaxie d'un même champ), le domaine autorisé en *redshift* (0 à 4 par pas de 0.01) ainsi que les modèles utilisés pour l'ajustement, 8 SEDs synthétiques obtenus avec la dernière version du code de Bruzual & Charlot (2003), 4 SEDs empiriques de Coleman et al. (1980), et 2 galaxies *starburst* de Kinney et al. (1996).

Afin d'optimiser l'estimation des *redshifts* photométriques, il convient d'utiliser les magnitudes `MAG_APER` de `SExtractor`, magnitudes estimées dans une ouverture circulaire de diamètre constant, égale à 3 arcsec dans le cas présent. Elles donnent une meilleure estimation des couleurs des galaxies et permettent une cor-

¹⁰<http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/>

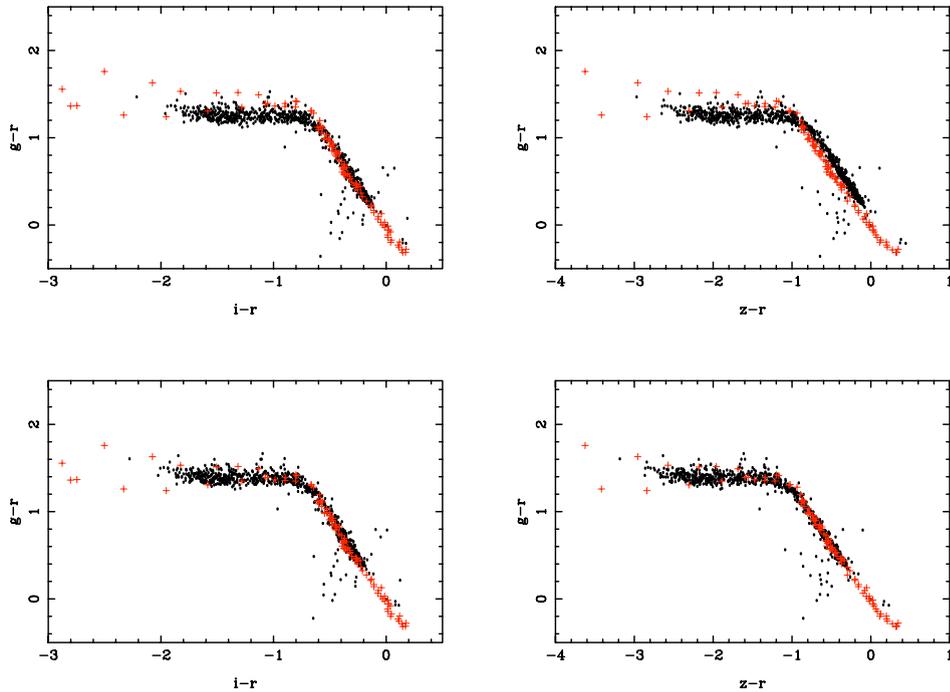


Fig. 4.10: Comparaison des couleurs théoriques $g' - r'$ vs. $i' - r'$ à gauche et $g' - r'$ vs. $z' - r'$ à droite (croix rouges) et observées (points noirs) des étoiles (ici pour MACSJ1206). Les panels du haut sont les distributions avant correction, ceux du bas après. La position de 'coude' est bien respectée après correction.

rection plus facile de la calibration du point 0 des magnitudes. En effet, HyperZ utilise des différences de magnitudes, donc toute erreur dans la normalisation photométrique peut se révéler catastrophique pour l'estimation finale des *redshifts*. L'origine de telles erreurs peuvent être diverses, comme par exemple une calibration photométrique imprécise lors de la réduction des images brutes, la présence de certaines expositions de qualité non photométrique dans certains filtres, ...

Pour étalonner correctement ces points 0, j'ai utilisé les couleurs observées des étoiles que j'ai comparées avec les distributions attendues dérivées de la librairie de spectres stellaires de Pickles (1998) (en ayant tenu compte de la transmission des filtres d'observations utilisés). Si l'on regarde des diagrammes couleurs-couleurs en utilisant la magnitude r' comme référence, on constate que les couleurs théoriques des étoiles sont bien localisées et forment une sorte de coude (figure 4.10). Celui-ci est utilisé comme point de repère : avec une minimisation χ^2 , on calcule les corrections en magnitude dans les filtres g' , i' et z' à apporter afin d'avoir les couleurs observées de nos étoiles positionnées de la même manière que les couleurs théoriques. Dans la table 4.3 sont listées les corrections apportées dans chaque filtre pour tous les amas. Ces valeurs sont données en entrée à HyperZ qui prend alors en charge la correction des magnitudes de chaque galaxie.

Un dernier point pour optimiser l'estimation des *redshifts* avec HyperZ concerne

Tab. 4.3: Propriétés utiles à l'estimation de *redshifts* photométriques. La valeur des extinctions vient des cartes de poussière galactique de Schlegel et al. (1998). Les corrections des points 0 en magnitude sont obtenues en ajustant la couleur des étoiles sur la distribution attendue de Pickles (1998) (voir texte).

Amas	Extinction glactique (mag) E(B-V)	Correction point0 (mag)		
		g'	i'	z'
MS0015.9+1609	0.058	0.114	-0.056	-0.166
MACSJ0451.6-0305	0.033	0.180	-0.084	-0.106
RXJ0856.1+3756	0.034	0.161	-0.099	-0.28
RXJ0943.1+4659	0.016	0.126	-0.126	-0.194
RXJ1003.0+3254	0.017	0.184	-0.143	-0.137
RXJ1120.1+4318	0.022	0.071	-0.231	-0.290
MACSJ1206.2-0848	0.059	0.138	-0.064	-0.214
MS1241.5+1710	0.027	0.221	-0.111	-0.096
RXJ1347.5-1144	0.062	0.054	-0.157	-0.215
MS1621.5+2640	0.031	0.136	-0.123	-0.251
RXJ2228.5+2036	0.047	0.170	-0.288	-0.186

le choix d'un *a priori* sur la magnitude absolue estimée de chaque galaxie. En effet, dues à la complexité des modèles de galaxies, au grand nombre de paramètres libres et au nombre restreint de bandes d'observations, des dégénérescences existent et peuvent dégrader le résultat final. Par exemple, il est possible que le code trouve pour une même galaxie deux valeurs possibles de *redshift*, une basse et une haute. Le *prior* sur la magnitude absolue permet alors d'écarter la solution à bas *redshift* si les magnitudes apparentes déduites sont trop grandes car la galaxies serait alors intrinsèquement beaucoup trop faible et inversement (galaxies trop brillante à haut *redshift*). Dans la pratique, j'ai imposé d'avoir $-14 < M < -25$.

Avant de continuer plus loin pour ce qui est de l'utilisation des *redshifts* photométriques, il convient de s'assurer de la calibration du code et vérifier l'absence de systématiques liées par exemple à une mauvaise estimation des points 0 calculés précédemment. Pour cela, j'ai regardé si l'on retrouve bien la présence de l'amas dans la distribution $N(z)$ finale : en soustrayant à la distribution en *redshifts* de la zone centrale de l'amas celle obtenue dans un disque de même surface situé dans la région externe, on s'attend à voir un pic situé au *redshift* de l'amas. Malgré une dispersion non négligeable, on retrouve effectivement pour chaque amas une bonne correspondance (figure 4.11).

Une seconde chose à faire pour estimer la précision et l'efficacité d'HyperZ consiste à lancer le code sur un catalogue simulé de galaxies dont les vrais *redshifts* sont connus (HyperZ permet de faire cela de manière cohérente). J'ai donc réalisé une première simulation pour tester le code dans le cas d'observations avec les 4 bandes g' , r' , i' et z' , et ce pour des observations "parfaites", c'est-à-dire avec une erreur sur la magnitude de 0.05 mag pour toutes les galaxies indépendamment de leur luminosité.

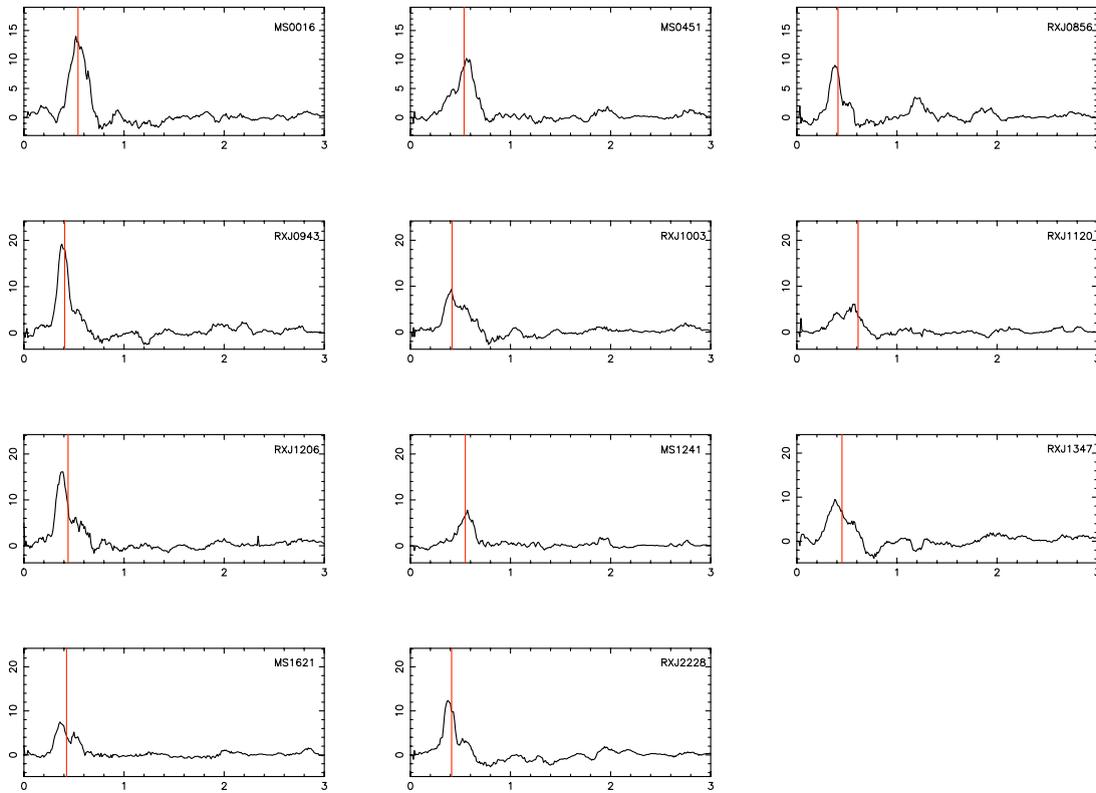


Fig. 4.11: Différence entre la distribution en *redshifts* photométriques dans la zone centrale et celle dans une couronne loin de l’amas, de surface égale. Les lignes rouges indiquent le *redshift* spectroscopique de l’amas. La présence de l’amas est détectée dans tout les cas, même si de légers écarts et une certaine dispersion sont parfois visibles.

Cette première simulation vise simplement à estimer quels sont les intervalles en *redshift* où le code est efficace. J’ai donc utilisé une distribution de galaxies non réaliste puisque homogène en magnitude, *redshift* et en type spectral. Sur la figure 4.12 est représentée la comparaison entre les vrais *redshifts* et les résultats d’HyperZ. Comme on pouvait s’y attendre, à cause des dégénérescences évoquées plus haut (cf figure 4.9), certains intervalles de *redshifts* sont bien moins précis que d’autres en terme de pourcentage de bonnes estimations. Par exemple, l’intervalle qui correspond aux *redshifts* des amas étudiés ici, $z \in [0.4 - 0.6]$, est plutôt bien contraint, corroborant ainsi les résultats de la figure 4.11. Cela a permis notamment de sélectionner les galaxies membres des amas, que ça soit lors du tri avec la séquence des elliptiques ou bien pour l’analyse des propriétés de ces galaxies réalisée dans Huertas-Company et al. (2009).

D’un autre côté, on constate sur cette même figure qu’un grand nombre d’objets avec des *redshifts* vrais élevés sont estimés à des *redshifts* $z_{phot} \sim 0.5$, ce qui est *a priori* problématique car ils seraient exclus du catalogue de sources. Cependant, la forte densité présente sur cette figure est trompeuse car rappelons-le, la distribution

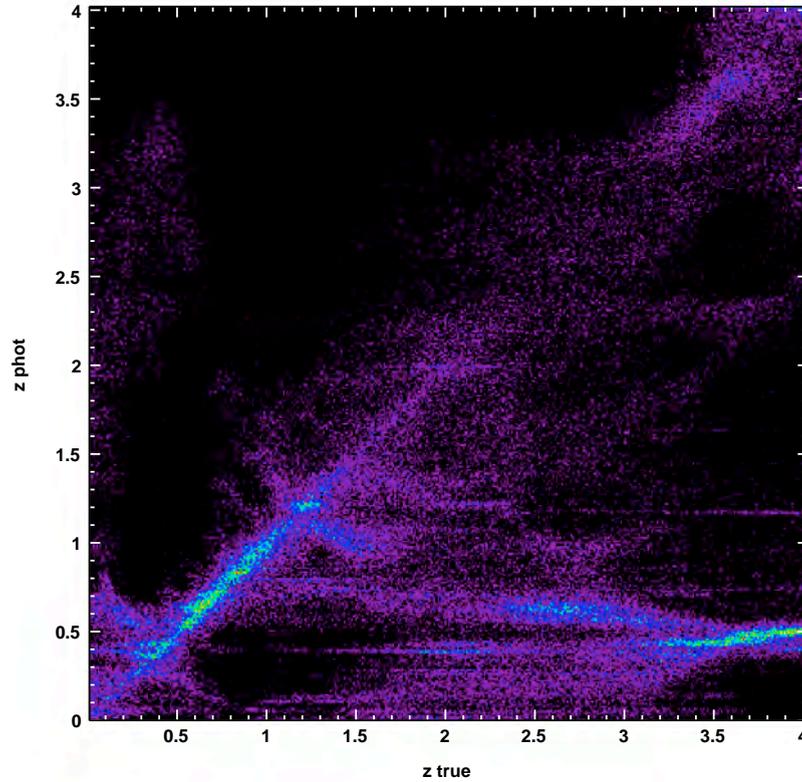


Fig. 4.12: Estimation des performances d'HyperZ à partir d'une distribution non réaliste de galaxies (voir texte). On constate clairement que certains intervalles de *redshifts* sont bien mieux contraints que d'autres (caractérisés par des couleurs plus vives traduisant une plus forte densité de points), en particulier la zone qui correspond aux amas de l'échantillon, $0.4 < z_{true} < 0.6$.

$N(z)$ donnée en entrée est homogène, ce qui est très loin d'être représentatif de la réalité. En pratique, le nombre de ces galaxies est relativement petit.

Ce qu'il faut se rappeler à ce niveau de l'analyse, c'est que ce qui nous intéresse n'est pas la localisation précise de chaque galaxie mais plutôt l'intervalle de *redshifts* auquel elle appartient, à savoir devant ou derrière l'amas de galaxies. En d'autres termes, il nous faut estimer la capacité d'HyperZ à placer chaque galaxie dans le bon intervalle étant données les conditions présentes, nombre de filtres, qualité photométrique des observations, *redshift* des amas, complétude des catalogues de galaxies.

Pour ce faire, le code donne en sortie un fichier qui contient pour chaque objet la distribution de probabilité en fonction du *redshift* (PDZ par la suite) qui correspond au meilleur ajustement (âge, masse stellaire, type spectral, ...). Cette probabilité, une fois intégrée, nous permet de définir un nouveau critère de sélection :

$$P_{sup} = \int_{z_{amas} + \delta_z}^{z_{max}} P(z) dz \quad (4.4)$$

où $z_{max} = 4$ est la limite supérieure imposée lors de l'ajustement, δ_z un paramètre qui permet de tenir compte de l'étalement en *redshifts* des galaxies de l'amas, $P(z)$ la PDZ normalisée donnée par HyperZ.

La question est donc de savoir au-delà de quelle valeur de P_{sup} une galaxie peut être classée de manière sûre comme une galaxie d'arrière-plan, et ce tout en rejetant le moins possible de galaxies réellement situées derrière l'amas. Pour trouver le meilleur compromis entre la complétude et la pureté du catalogue final, j'ai réalisé une simulation d'un catalogue photométrique plus réaliste que celui précédemment décrit. Pour coller au plus près de la qualité de nos données optiques, j'ai d'abord estimé la valeur moyenne du rapport signal sur bruit des magnitudes dans les 4 bandes (moyennes réalisées sur les 11 amas) afin de générer un catalogue de galaxies avec des magnitudes de précisions équivalentes. Reprenant l'expression de la magnitude apparente en fonction de la luminosité, $m = 2.5 \log(L) + C^{ste}$, on obtient $dm = (2.5/\ln(10)) \cdot (dL/L)$, soit un rapport signal sur bruit $S/N = L/dL = 0.92/dm$. Supposant que l'erreur sur la luminosité dL est constante, on peut alors exprimer simplement le rapport signal sur bruit comme :

$$S/N = (S/N)_0 \cdot 10^{-0.4(m-m_0)} \quad (4.5)$$

où $(S/N)_0$ est obtenu pour une magnitude de référence m_0 . Avec comme référence $m_0 = 25$ pour les 4 bandes, j'obtiens $\langle (S/N)_0 \rangle = 5.7$ dans la bande g', 6.7 pour r', 1.8 pour i' et 0.85 pour la bande z' (on retrouve bien le fait que les meilleures observations ont été obtenues dans la bande r'). Ces valeurs sont utilisées par HyperZ pour générer les erreurs sur les magnitudes selon l'équation précédente. Pour ce qui est des magnitudes bruitées, le code procède de la manière suivante :

$$m = m_{th} + rand * \sqrt{\left[2.5 \log \left(1 + \frac{1}{S/N}\right)\right]^2 + \delta_{min}^2} \quad (4.6)$$

avec m_{th} la magnitude théorique de la galaxie simulée, $\delta_{min} = 0.05$ l'erreur photométrique minimale autorisée et $rand$ un nombre aléatoire tiré d'une distribution normale $\mathcal{N}(0, 1)$.

La seconde amélioration que j'ai apportée par rapport à la simulation précédente concerne la distribution $N(m, z)$ afin d'avoir dans le catalogue simulé la même proportion de galaxies faibles et brillantes en fonction du *redshift* que dans nos observations. Pour cela, j'ai utilisé les distributions en *redshifts* photométriques des champs profonds du relevé CFHTLS¹¹ obtenues par R. Pello avec HyperZ (T0004 release). L'avantage de se baser sur ces distributions est que les observations de ce relevé ont été acquises avec le même instrument. De plus, ces *redshifts* photométriques ont été soigneusement calibrés avec des *redshifts* spectroscopiques issus des sondages VVDS du Groth Strip. Bien que les observations du CFHTLS *Deep* soient plus profondes, le fait d'avoir coupé en magnitude mes catalogues de galaxies lentillées ($m < m_{comp} + 0.5$) m'assure d'avoir des distributions similaires jusqu'à la complétude des observations.

Pour estimer la distribution $N(z, m)$, j'ai regroupé les galaxies du champ D1 en 8 intervalles de magnitudes de 21, la coupure inférieure de mes catalogues, à 25 par pas de 0.5. J'ai ensuite ajusté les distributions en *redshifts* photométriques

¹¹http://www.ast.obs-mip.fr/users/rosier/CFHTLS_T0004/

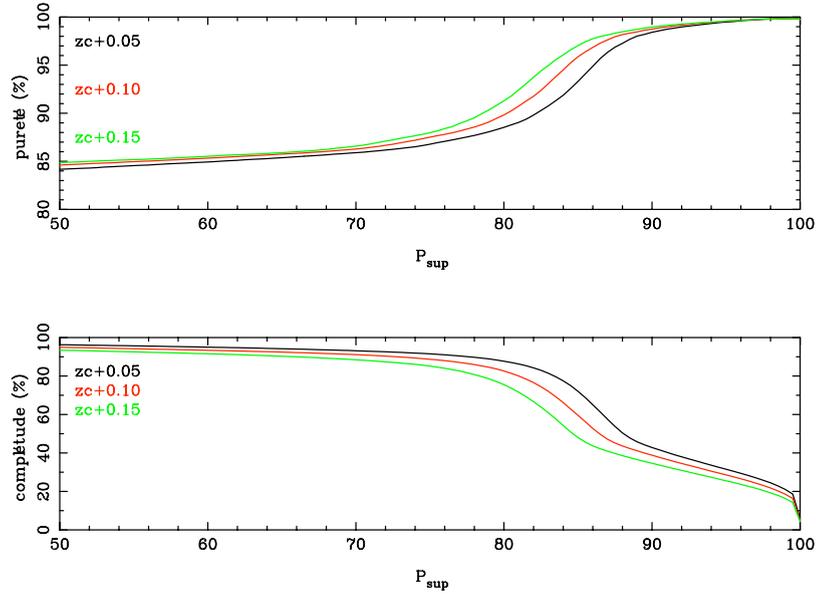


Fig. 4.13: Pureté et complétude du catalogue final après avoir effectué une sélection des galaxies selon le critère P_{sup} , et ce pour 3 valeurs de δ_z différentes. L'amas est supposé ici être à $z = 0.5$.

correspondantes par une fonction Gamma (Gavazzi et al. 2004) :

$$n(z) = \frac{1}{z_s \Gamma(a)} \left(\frac{z}{z_s} \right)^{a-1} e^{-z/z_s} \quad (4.7)$$

Celles-ci m'ont permis de générer un catalogue de 100 000 galaxies distribuées en *redshift* et en magnitudes de manière réaliste. Les autres paramètres comme le type spectral sont laissés homogènes car n'ayant que peu d'impact sur le résultat final.

Une fois HyperZ lancé sur cette simulation, j'ai donc effectué la sélection des galaxies d'arrière-plan pour plusieurs valeurs de (P_{sup}, δ_z) et calculé la complétude et la pureté du catalogue. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 4.13 et 4.14. On peut constater tout d'abord que le critère P_{sup} a un effet plus marqué que δ_z , l'écart par rapport au *redshift* de l'amas à partir duquel la PDZ est intégrée. On remarque également que le critère P_{sup} devient efficace pour des valeurs de l'ordre de 80% pour lesquelles la pureté du catalogue final commence à croître sensiblement.

Dans l'optique de réaliser le meilleur compromis entre le nombre de galaxies qui restent au final et la proportion d'entre elles qui sont réellement derrière l'amas, la meilleure option semble donc être le couple $(P_{sup}, \delta_z) = (85\%, 0.10)$. Prendre un δ_z plus petit est risqué car nous avons vu précédemment que les galaxies de l'amas ont une distribution en *redshifts* photométriques assez étalée. Une valeur plus grande réduit quant à elle fortement la complétude du catalogue (d'environ 80% à 50% pour $\delta_z = 0.05$ et 0.15 en $P_{sup} = 85\%$, figure 4.13). Une valeur de P_{sup} plus élevée réduit aussi fortement le nombre final de galaxies, bien plus que le gain obtenu en pureté

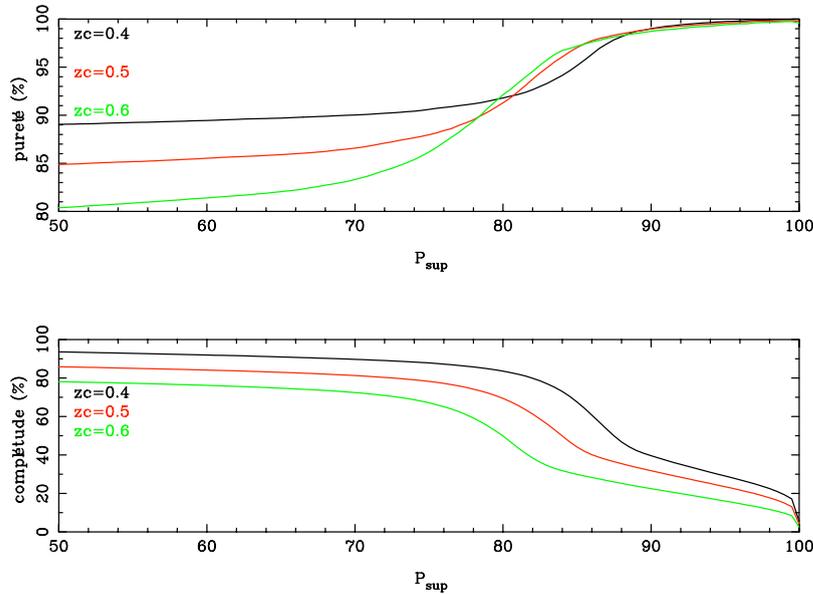


Fig. 4.14: Figure similaire à la figure 4.13 mais en ayant fixé $\delta_z = 0.1$ et pour 3 valeur différentes du *redshift* de l'amas.

et ce d'autant plus que l'amas a un *redshift* élevé (figure 4.14).

Avec ces 2 valeurs, $P_{sup} \geq 85\%$ et $\delta_z = 0.10$, on s'attend à avoir au final une contamination du catalogue par des galaxies d'avant-plan inférieure à 5%, soit un pourcentage plutôt encourageant. Cependant, près de la moitié des galaxies initialement présentes sont écartées du catalogue. D'autre part, cette sélection induit une certaine perte de contrôle sur la distribution réelle en *redshifts* des galaxies contenues dans le catalogue final. Comme nous allons le voir dans la section suivante, cela constitue une nouvelle source d'incertitudes.

Le problème ici est donc de savoir dans quelle mesure le gain apporté par l'estimation de *redshifts* photométriques et le critère de sélection P_{sup} influence sur la qualité de la reconstruction finale de la masse d'un amas. Dans le cas où la masse est estimée à partir d'une analyse qui ne réalise pas de moyenne sur plusieurs galaxies, il va être bien plus difficile de contrecarrer la dilution par les galaxies lentillées. Un nettoyage fort du catalogue va donc se révéler nécessaire pour ces types d'analyses, quitte à réduire le nombre de galaxies utiles et donc dégrader la précision statistique sur l'estimation de la masse.

D'un autre côté, lorsque que la masse est déduite de l'ajustement du profil de cisaillement calculé à partir de moyenne sur plusieurs galaxies, la dilution peut être facilement estimée et donc corrigée (voir plus bas). Dans le cadre de cette thèse, j'ai réalisé que la méthode d'estimation de la masse la plus robuste consiste à utiliser les profils de cisaillement. Aussi, j'ai effectué un grand nombre de tests afin de comparer la méthode où on corrige de la dilution et celle où on trie au maximum les galaxies grâce aux *redshifts* photométriques. Et il est clairement apparu que le grand nombre de galaxies écartées *via* le critère P_{sup} constitue un argument contre

la seconde méthode (effet plutôt artificiel dû au fait que l'erreur associée à la mesure du cisaillement dans une couronne varie comme l'inverse de la racine carrée du nombre de galaxies utilisées, qu'elles soient d'arrière-plan ou non). Pour la majeure partie des amas, il est bénéfique de s'accomoder d'une certaine dilution et de la corriger. Même si les écarts entre ces 2 méthodes sur l'erreur relative finale des masses déduites de l'analyse *lensing* restent relativement faibles (de l'ordre de 10% au maximum), cela constitue avec l'incertitude induite sur le calcul de l'intensité du signal présenté ci-dessous 2 arguments en défaveur de l'utilisation des *redshifts* photométriques pour exclure les galaxies d'avant-plan.

J'ai donc choisi de me restreindre aux sélections en magnitude, avec la séquence des elliptiques et sur l'erreur d'estimation des paramètres de forme pour générer les catalogues de sources.

4.4.5 Intensité du signal de cisaillement

Dans le chapitre 3 j'ai présenté les équations de bases de l'effet de lentille gravitationnelle. Dans le cadre du *weak lensing* par un amas de galaxies, les 2 grandeurs utiles sont le cisaillement γ et la convergence κ . Ces 2 grandeurs sont des fonctions des dérivées secondes du potentiel projeté qui est lui-même proportionnel *via* la densité surfacique de masse critique Σ_c à ce que j'appellerai par la suite le facteur géométrique $\beta = D_{ls}/D_{os}$, le rapport entre les distances (diamètre-angulaire) lentille-source et observateur-source. Ce facteur représente en quelque sorte l'intensité du signal en fonction de la géométrie du système : l'action de l'amas sur la forme d'une galaxie sera d'autant plus efficace si celle-ci est éloignée de l'amas.

On peut réécrire le cisaillement réduit g sous une forme faisant intervenir de manière explicite cette dépendance géométrique (Hoekstra et al. 2000) :

$$g = \frac{\gamma}{1 - \kappa} = \frac{\beta_s \gamma^\infty}{1 - \beta_s \kappa^\infty} \quad (4.8)$$

où $\beta_s = \beta/\beta^\infty$ et $\beta^\infty, \gamma^\infty, \kappa^\infty$ sont les fonctions prises pour une galaxie lentillée située à l'infini.

Dans le cas de l'estimation de la masse d'un amas à partir du profil de cisaillement réduit, on réalise une moyenne du cisaillement individuel porté par chaque galaxie lentillée et donc on mesure le cisaillement réduit moyenné sur la distribution en *redshifts* des galaxies :

$$\langle g \rangle = \frac{\int_{z_{amas}}^{z_{max}} g(z) N(z) dz}{\int_{z_{amas}}^{z_{max}} N(z) dz} \quad (4.9)$$

Une simplification peut être réalisée ici si l'on suppose être dans l'approximation *weak lensing*, c'est-à-dire $\kappa \ll 1, g \sim \gamma$. Le problème se résume alors à intégrer le facteur géométrique β sur la distribution $N(z)$ des galaxies.

Avant toute chose, regardons la dépendance de β avec le *redshift* de l'amas et celui de la galaxie source. Sur la figure 4.15 sont représentées les fonctions $\beta(z_s)$ pour un *redshift* d'amas de 0.2, 0.5 et 0.8. On voit clairement sur ce graphique que dans le cas d'amas à bas *redshift*, la dépendance du cisaillement avec la distance des sources est relativement faible et le problème se réduit alors à avoir une idée

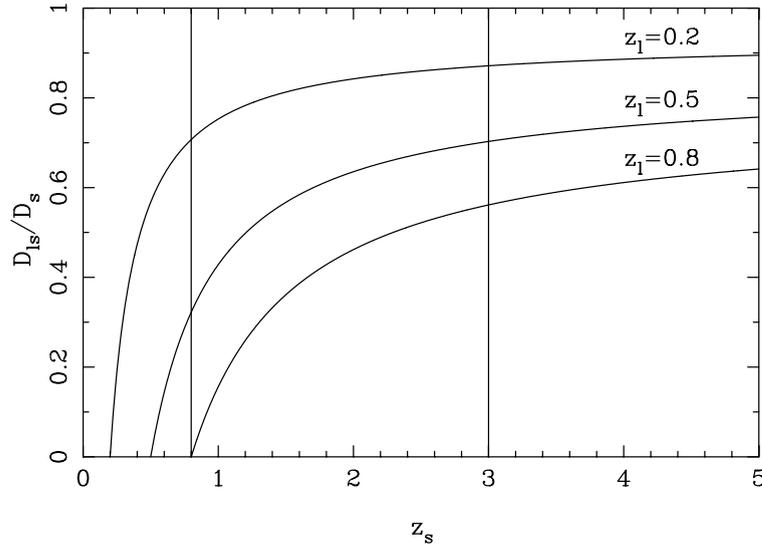


Fig. 4.15: Facteur géométrique β en fonction du *redshift* de la galaxie source, et ce pour 3 *redshift* d'amas différents, $z_l=0.2$, 0.5 et 0.8. La cosmologie utilisée pour déterminer les distances angulaire est un univers Λ CDM. Les 2 lignes verticales délimitent l'intervalle de *redshifts* typiques z_s des galaxies d'arrière-plan.

du *redshift* moyen des galaxies. Autrement dit, on peut faire l'approximation que toutes les galaxies sont au même *redshift* et que $\langle\beta(z)\rangle \sim \beta(\langle z\rangle)$, avec typiquement $z \sim 1$ (par exemple, Okabe & Umetsu (2008); Radovich et al. (2008)).

Pour des amas à plus haut *redshift*, il devient nécessaire de connaître $N(z)$. Deux approches différentes peuvent être utilisées pour cela.

La première consiste à utiliser une fonction analytique dont les paramètres libres ont été ajustés sur des catalogues de galaxies avec des *redshifts* connus (spectroscopiques ou photométriques) et s'en servir pour déterminer $\langle\beta\rangle$ (par exemple, Seitz et al. (1996); Hoekstra et al. (1998); Gavazzi et al. (2004)). La seconde option, la plus utilisée, fait l'hypothèse que la distribution $N(z)$ reste la même quelque soit le champ d'observation pour des critères de sélections identiques (variance cosmique négligée donc). En triant un catalogue de galaxies de la manière dont on créé le catalogue de galaxies lentillées, on obtient une distribution de galaxies *a priori* identique mais avec des *redshifts* connus ou estimés. Par exemple, Cypriano et al. (2004); Hoekstra (2007); Pedersen & Dahle (2007) ont utilisé les *redshifts* du Hubble Deep Field HDF (Fernández-Soto et al. 1999), Oguri et al. (2009); Dietrich et al. (2009); Lu et al. (2010) ceux du VVDS (Ilbert et al. 2006).

J'ai adopté ici cette seconde approche, à savoir estimer $\langle\beta\rangle$ sur une distribution $N(z)$ bien connue. Pour cela, je me suis servi des *redshifts* photométriques du CFHTLS Deep décrits précédemment. A partir du catalogue de galaxies du champ D1, j'ai appliqué pour chaque amas les mêmes critères de sélection ($21 < m_{r'} < m_{comp} + 0.5$, séquence des elliptiques). J'ai alors calculé le facteur géométrique moyen selon $\langle\beta\rangle =$

$\langle \max(0, \beta(z_s)) \rangle = (N_{back}/(N_{back} + N_{fore})) \langle \beta \rangle^{vrai}$ (puisque $\beta(z < z_{amas}) < 0$). C'est ici qu'apparaît le moyen de s'affranchir de la dilution du catalogue de sources par des galaxies d'avant-plan. En effet, si on part du principe que les galaxies de champ sont distribuées en *redshifts* de la même manière en tout point du ciel, alors les mêmes critères de sélections appliqués sur 2 régions d'observation différentes doivent aboutir à 2 distributions identiques. Que ça soit pour le calcul de g^{obs} ou de $\langle \beta \rangle$ selon la méthode indiquée ici, on inclue *a priori* la même quantité de galaxies d'avant-plan, c'est-à-dire avec des *redshifts* inférieurs à une certaine limite. De plus, si on suppose $g \approx \gamma = \langle \beta \rangle \cdot f(M_{amas})$ où $f(M_{amas})$ représente la partie du cisaillement qui dépend uniquement de la masse du déflecteur, alors on a :

$$\begin{aligned} g^{obs} &\approx \langle \beta \rangle^{obs} \cdot f(M_{amas}^{obs}) = \frac{N_{back}}{N_{back} + N_{fore}} \langle \beta \rangle^{vrai} \cdot f(M_{amas}^{obs}) \\ g^{obs} &= \frac{N_{back}}{N_{back} + N_{fore}} g^{vrai} = \frac{N_{back}}{N_{back} + N_{fore}} \langle \beta \rangle^{vrai} \cdot f(M_{amas}^{vraie}) \end{aligned}$$

soit $M_{amas}^{obs} = M_{amas}^{vraie}$. Le problème de la dilution est donc facilement résolu pour les estimateurs de cisaillement basés sur des moyennes sur plusieurs galaxies dans le régime *weak lensing* $g \approx \gamma$. D'où le parti pris de ne pas utiliser les *redshifts* photométriques comme critère de sélection, certes efficaces, mais qui amènent à supprimer un trop grand nombre de galaxies du catalogue final de sources.

Bien que sensiblement plus rigoureuse, cette approche qui consiste à intégrer la dépendance géométrique du cisaillement sur la distribution en *redshifts* des galaxies reste une approximation. En effet, on mesure le cisaillement réduit g qui n'est pas linéaire en β . On peut toujours se ramener à ajuster le profil de cisaillement mesuré par $g(\langle \beta \rangle) = \langle \beta_s \rangle \gamma^\infty / (1 - \langle \beta_s \rangle \kappa^\infty)$, mais cela revient en fait à l'hypothèse que toutes les galaxies sont à la même distance. En effet, on peut définir un *redshift* effectif tel que $\beta(z_{eff}) = \langle \beta(z) \rangle$ et alors $g(\langle \beta \rangle) = g(z_{eff})$. Ces *redshifts* effectifs seront d'ailleurs utiles lors de l'analyse à 2 dimensions.

Cette non-linéarité peut être estimée, du moins au premier ordre et ainsi on peut se faire une idée de l'erreur induite (par exemple, Seitz & Schneider (1997); Hoekstra et al. (2000); Medezinski et al. (2007)). Reprenons l'expression du cisaillement réduit g moyenné sur plusieurs galaxies, $\langle g \rangle = \langle \beta_s \gamma^\infty / (1 - \beta_s \kappa^\infty) \rangle$. On peut développer le dénominateur au premier ordre pour avoir :

$$\langle g \rangle \simeq \langle \beta_s \gamma^\infty (1 + \beta_s \kappa^\infty) \rangle = \gamma^\infty \langle \beta_s \rangle (1 + \frac{\langle \beta_s^2 \rangle}{\langle \beta_s \rangle} \kappa^\infty) \quad (4.10)$$

où on a utilisé l'additivité de la moyenne. En utilisant l'approximation $(1 - x) \simeq 1/(1 + x)$ si $x \ll 1$, et en posant $f = \frac{\langle \beta_s^2 \rangle}{\langle \beta_s \rangle^2}$, alors on obtient :

$$\langle g \rangle = \frac{\langle \gamma \rangle}{1 - f \langle \kappa \rangle} \quad (4.11)$$

avec $\langle \gamma \rangle = \langle \beta_s \rangle \gamma^\infty$ et $\langle \kappa \rangle = \langle \beta_s \rangle \kappa^\infty$. On peut ainsi facilement exprimer l'erreur commise en ajustant les profils de cisaillement par $g(\langle \beta \rangle)$ à la place de $\langle g(\beta) \rangle$:

$$\frac{g(\langle \beta \rangle)}{\langle g(\beta) \rangle} = \left(\frac{\langle \gamma \rangle}{1 - \langle \kappa \rangle} \right) \cdot \left(\frac{1 - f \langle \kappa \rangle}{\langle \gamma \rangle} \right) = \frac{1 - f \langle \kappa \rangle}{1 - \langle \kappa \rangle} \quad (4.12)$$

ce qui donne l'expression donnée dans Hoekstra et al. (2000) (en restant au premier ordre toujours) :

$$\frac{g(\langle\beta\rangle)}{\langle g(\beta)\rangle} = 1 + \langle\kappa\rangle(1 - f) < 1 \quad (4.13)$$

On voit alors qu'ajuster le profil mesuré $\langle g(\beta)\rangle$ par le cisaillement au *redshift* effectif $g(\langle\beta\rangle) = g(z_{eff})$ revient à sur-estimer la masse de l'amas puisque le second est inférieur au premier. Un rapide calcul montre cependant que cet effet est limité, même dans les régions centrales et pour les amas les plus massifs. Cet effet sera néanmoins corrigé (les valeurs du facteur de correction f sont obtenues de la même manière que les β , à partir des *redshifts* du CFHTLS), même s'il entre en conflit avec le raisonnement tenu plus haut sur la correction de la dilution du signal par les galaxies d'avant-plan, celui-ci n'étant valable que loin du centre, là où le cisaillement réduit $g \approx \gamma$ devient linéaire avec β .

4.4.6 Détermination de la masse d'un amas

Il existe plusieurs moyen d'estimer la masse d'un amas à partir d'un catalogue de galaxies lentillées, allant du plus simple avec l'ajustement de modèles analytiques sur les profils de cisaillement au plus compliqué en déterminant des cartes de masses projetées non-paramétriques. Bien que par la suite ce sont les masses paramétriques déduites des profils de cisaillement qui seront utilisées, je décris dans ce qui suit les différentes méthodes dont je dispose pour "peser" un amas de galaxies.

Approche uni-dimensionnelle

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, une analyse *weak lensing* nécessite une étude statistique de la forme des galaxies lentillées afin de dissocier leur ellipticité intrinsèque de celle induite par la déflexion de l'amas. Pour cela, le moyen le plus simple et le plus rapide consiste à prendre la valeur moyenne de la forme estimée des galaxies situées dans une région où le cisaillement est supposé constant. Si on fait l'hypothèse que l'amas est à symétrie sphérique, alors il suffit d'utiliser des couronnes centrées sur l'amas et d'y mesurer la composante tangentielle moyenne de l'ellipticité des galaxies pour obtenir un profil radial de cisaillement réduit $g(r)$. A partir des résultats d'`Im2shape` qui nous donne pour chaque galaxie les composantes (e_1, e_2) de l'ellipticité ainsi que l'orientation ϕ ($\mathbf{e} = e_1 + ie_2 = \sqrt{e_1^2 + e_2^2}.e^{2i\phi}$) le tout dans un repère cartésien, on peut en déduire directement les composantes radiale et tangentielle associées $(e_{\perp}, e_{\parallel})$ par :

$$\begin{aligned} e_{\parallel} &= e \cos 2\beta \\ e_{\perp} &= e \sin 2\beta \end{aligned} \quad (4.14)$$

où $\beta = \phi - \alpha$, avec α l'angle entre la position de la galaxie et l'axe des x. L'utilisation de couronnes et de l'hypothèse de symétrie sphérique dans laquelle le cisaillement est une quantité tangentielle nous permet d'avoir alors simplement :

$$\begin{cases} \langle e_{\parallel} \rangle_N = g \\ \langle e_{\perp} \rangle_N = 0 \end{cases} \quad (4.15)$$

Le profil de cisaillement radial sert donc de vérification (le fait qu'il ne soit pas nul peut signaler plusieurs choses comme un mauvais centrage des couronnes, la présence de sousstructures importantes, l'ellipticité du halo de matière noire, ...) et le profil de cisaillement tangential donne l'information utile à l'estimation de la masse. Pour chaque couronne i , on calcule aussi l'erreur associée par :

$$\sigma_i = \frac{\langle \sigma_{e_{\parallel}} \rangle_{N_i}}{\sqrt{N_i}} \quad (4.16)$$

où les $\sigma_{e_{\parallel}}$ sont calculées grâce aux valeurs des erreurs d'Im2shape σ_{e_1} , σ_{e_2} et σ_{ϕ} à partir d'un calcul différentiel sur l'expression de l'ellipticité.

Bien que supposées orientées de manière aléatoire, les galaxies de champ possèdent une ellipticité intrinsèque qui peut être ajustée par une distribution gaussienne (voir chapitre 3). Sa dispersion introduit donc du bruit dans le signal de cisaillement. Par conséquent, une erreur de 0.2 est ajoutée de manière quadratique aux erreurs ($\sigma_{e_1}, \sigma_{e_2}$) d'Im2shape avant d'effectuer le calcul pour déterminer les $\sigma_{e_{\parallel}}$.

Au final on possède un estimateur du cisaillement réduit, $\langle e_{\parallel} \rangle$ et l'erreur associée ainsi qu'un moyen de vérification, le profil de $\langle e_{\perp} \rangle$.

La manière dont les profils sont construits est relativement commune. J'ai choisi d'utiliser des couronnes de largeur variable avec la distance au centre de l'amas r , $r_{i+1} = A.r_i = A^i.r_0$. Les valeurs de A et r_0 doivent faire le compromis entre la résolution spatiale du profil et sa précision statistique. Après plusieurs tests, j'ai pris $A = 1.2$ et $r_0 = 25''$, sauf pour certains amas dont le profil de cisaillement mesuré est clairement mauvais. Dans ces cas là, 4 des 11 amas, la limite inférieure du profil est choisie de sorte à correspondre à la distance à partir de laquelle le profil $g(r)$ devient meilleur. Le seuil de $25'' \sim 2\theta_E$ imposé aux autres amas permet de s'affranchir de certains problèmes liés aux zones centrales évoqués précédemment. Les profils de cisaillement ainsi obtenus, et présentés en annexe, possèdent suffisamment de points utiles avec un bon échantillonnage de la zone interne. Le fait de réduire A augmente le nombre de points mais diminue leur précision statistique et au final cela ne permet pas d'obtenir une estimation plus précise de la masse des amas.

Les profils sont centrés sur la BCG de l'amas dont la position est supposée coïncider avec le centre du halo de matière noire. Certains amas (RXJ1003 et RXJ1347) possèdent 2 galaxies très brillantes, ce qui *a priori* peut augmenter le risque de décentrage (voir annexes pour quelques résultats sur la morphologie des amas). On peut néanmoins se convaincre que des décentrages limités, typiquement inférieur à 2 rayons d'Einstein (soit $\sim 25'' \simeq 150$ kpc à $z = 0.5$), n'influence pas de manière significative sur l'estimation *lensing* de la masse. On peut par exemple comparer les profils $g(r)$ théoriques pour un amas de type SIS calculés avec différentes erreurs de centrage. Sur la figure 4.16 sont ainsi représentés ces profils, dans le cas d'un amas avec $\sigma_v = 1000$ km.s⁻¹ à une *redshift* $z = 0.45$ et pour une population de galaxies sources typiques (en densité spatiale et *redshifts*).

On peut constater que même dans le cas extrême d'un mauvais centrage des couronnes de $50''$, le profil mesuré devient rapidement indissociable du profil correctement centré. Pour des valeurs de $10''$ et $20''$, l'écart est négligeable et donc la question de savoir si on utilise le bon centre ou pas ne se pose plus.

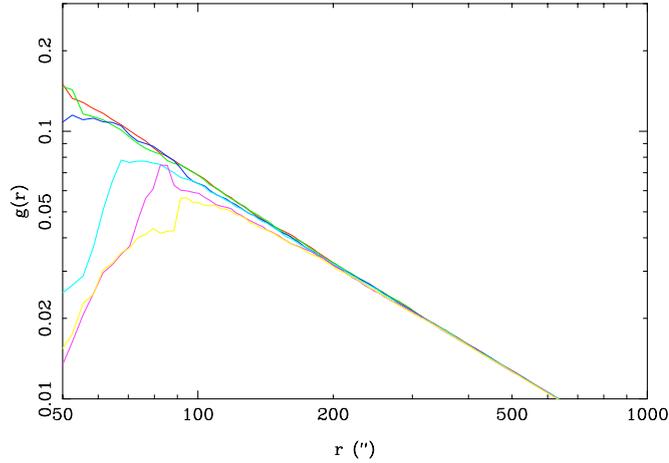


Fig. 4.16: Profils de cisaillement d'un amas SIS mesuré pour différentes valeurs de décentrage. En rouge correspond le profil réel, c'est-à-dire en utilisant des couronnes placées autour du vrai centre de l'amas simulé. Les autres courbes, verte, bleue, cyan, mauve et orange correspondent respectivement à un écart par rapport au centre réel de 10, 20, 30, 40 et 50 arcsecondes.

Ajustement de modèles de masses théoriques

Afin d'ajuster des profils de cisaillement théoriques issus de modèles de masse analytiques et d'en estimer les paramètres libres θ , j'ai utilisé une minimisation χ^2 classique :

$$\theta_{best} = \min_{\theta} \left[\sum_{i=1}^N \frac{(g(\theta, r_i) - g_i)^2}{\sigma_i^2} \right] \quad (4.17)$$

où les g_i sont les points du profil de cisaillement à la distance r_i et les σ_i les erreurs correspondantes. Notons que c'est à ce niveau que je corrige du biais de calibration estimé à partir de l'analyse des simulations STEP qui, pour rappel, a donné $\gamma - \gamma^{true} = m\gamma^{true}$ avec $m = -0.1 \pm 0.02$. Le cisaillement mesuré est donc multiplié par un facteur $1/0.9$ avant d'être utilisé pour l'ajustement.

$g(\theta, r_i)$ est le cisaillement théorique intégré sur la couronne dont le milieu de sa largeur se situe à la distance r_i du centre de l'amas. Ce choix s'explique par le fait que le cisaillement mesuré est en réalité le cisaillement réel moyenné sur la couronne :

$$g_i = \langle g(r_i) \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_{r_i-\delta_r}^{r_i+\delta_r} r g(r, \theta) \Sigma_{gal}(r, \theta) dr d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_{r_i-\delta_r}^{r_i+\delta_r} r \Sigma_{gal}(r, \theta) dr d\theta} = \frac{\int_{r_i-\delta_r}^{r_i+\delta_r} r g(r) dr}{2r_i \delta_r} \quad (4.18)$$

où j'ai négligé l'effet de magnification de l'amas pour avoir une densité surfacique de galaxies lentillées Σ_{gal} constante et j'ai supposé l'amas à symétrie sphérique.

Si on applique cette formule à un profil de masse SIS dans le cadre de l'approximation *weak lensing* ($g = \gamma$) alors on constate que le cisaillement intégré sur la largeur de la couronne correspond au cisaillement pris au milieu de celle-ci. On aurait donc pu se limiter à prendre la valeur du cisaillement théorique en r_i mais comme le calcul

précédent ne rallonge pas en temps l'analyse, j'ai tout de même choisi d'ajuster les profils mesurés par les profils théoriques moyennés sur la largeur des couronnes.

La valeur des paramètres libres du modèle θ et les erreurs associées sont déterminées grâce à une minimisation sur un grand nombre de réalisations Monte Carlo du profil de cisaillement. On peut en effet supposer que le cisaillement mesuré dans chaque couronne a une distribution gaussienne $\mathcal{N}(g_i, \sigma_i)$. Cela permet de construire plusieurs réalisations du profil de cisaillement et d'effectuer de la statistique sur la distribution finale des paramètres dont les valeurs correspondent au meilleur ajustement de chaque tirage gaussien.

Le meilleur modèle est alors défini comme celui dont les θ correspondent aux modes de leur distribution, c'est à dire les paramètres les plus fréquents. On aurait pu prendre la moyenne ou la médiane de la distribution mais comme celle-ci n'est pas forcément symétrique, cela pourrait modifier le résultat. Les erreurs sont estimées quant à elles en comptant le nombre de réalisations de part et d'autre du mode selon le quantile désiré (68%, 95% et 99% pour une erreur à 1, 2 et 3 σ).

Avec 1000 tirages Monte Carlo, la statistique est déjà bien robuste. Cependant, afin de l'améliorer, j'ai choisi de réaliser ces tirages gaussiens sur plusieurs séries de couronnes. Autrement dit, pour chaque amas j'ai calculé 25 profils de cisaillement décalés d'un vingt-cinquième de la taille de la première couronne. Cela permet de reproduire l'effet d'une fenêtre glissante pour mesurer un profil de cisaillement plus précis, avec une meilleure résolution. Alors qu'avec la fenêtre glissante les points du profils sont corrélés entre eux, ici pour chaque profil, ses couronnes ne se chevauchent pas et donc ses points restent non corrélés (ce qui est important pour pouvoir estimer les paramètres libres par une minimisation χ^2). Le but recherché est de réduire les effets d'échantillonnage des galaxies dans des couronnes de positions arbitraires. Même si les galaxies sont supposées être distribuées de manière uniforme sur tout le champ, certaines zones masquées comme les étoiles très brillantes peuvent induire certains artefacts dans le profil. De même, dans les région les plus centrales là où le nombre de galaxies par couronne est faible, il est intéressant d'avoir accès à une estimation plus fine du signal.

Au final, pour chaque amas je réalise donc la minimisation avec les 1000 tirages Monte Carlo sur chacun des 25 profils de cisaillement décalés les uns des autres d'une certaine distance. Cela fournit une statistique suffisante pour avoir une bonne estimation du meilleur modèle et de sa précision.

Avant d'aller plus loin, une dernière amélioration peut être apportée à la méthode d'ajustement. Au lieu d'estimer les g_i dans chaque couronne par une simple moyenne de la composante tangentielle de l'ellipticité de chaque galaxie, on peut utiliser un estimateur plus précis avec une moyenne pondérée :

$$g_i = \frac{\sum_{j=0}^{N_i} \omega_j e_{\parallel}^j}{\sum_{j=0}^{N_i} \omega_j} \quad (4.19)$$

où le poids de chaque galaxie est égal à l'inverse de la variance sur l'estimation de sa composante tangentielle, $\omega = 1/\sigma_{\parallel}^2$. L'erreur sur la valeur du cisaillement estimé g_i est alors égale à

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{\sum_{j=0}^{N_i} (1/\sigma_{\parallel,j}^2)}} \quad (4.20)$$

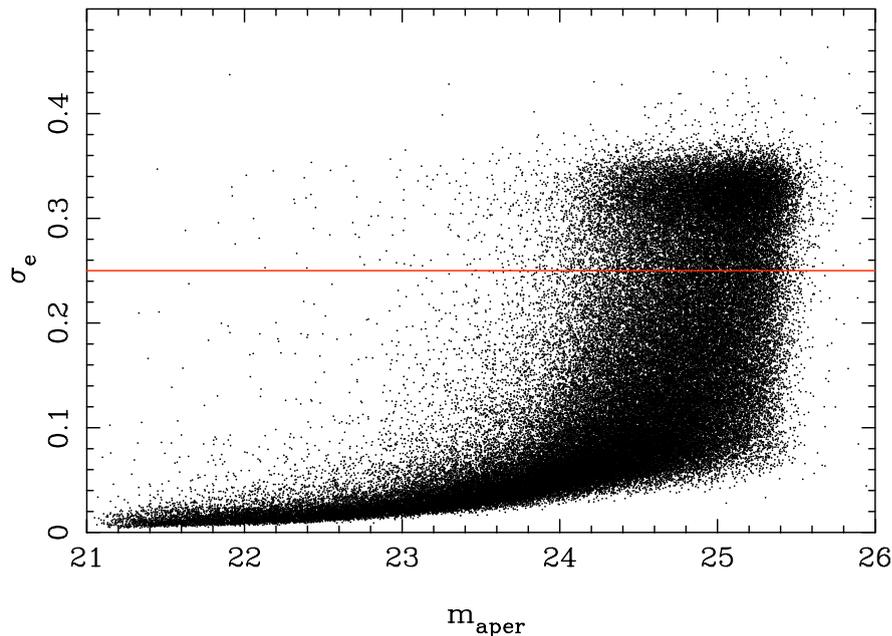


Fig. 4.17: Relation entre la magnitude d'une galaxie et l'incertitude sur l'estimation des composantes de son ellipticité. La droite rouge correspond au critère de sélection des galaxies d'arrière-plan. On constate qu'avec cette limite, se sont majoritairement des galaxies faibles qui sont exclues de l'analyse. Cela implique une modification de la distribution en *redshifts* des galaxies utilisées (ici pour l'amas RXJ0856).

Là encore, plusieurs tests ont montré que cet estimateur donne de meilleures estimations finales sur la masse des amas, même si l'amélioration reste petite ($< 10\%$ sur l'erreur relative σ_M/M).

Avec ce nouvel estimateur, il existe en théorie une correction supplémentaire à apporter mais dont je n'ai pas tenu compte et qui concerne l'influence de cette pondération sur la valeur du facteur géométrique moyen. En effet, les galaxies les moins bien contraintes sont *a priori* les plus faibles et donc les plus lointaines. La pondération donne alors plus de poids aux galaxies les plus proches de l'amas ce qui a pour effet de diminuer la valeur de $\langle\beta\rangle$.

D'autre part, la coupure en σ_e introduit un second biais sur l'estimation de $\langle\beta\rangle$ mais cette fois dans l'autre sens. Comme on peut le constater sur la figure 4.17, les galaxies les moins bien contraintes du point de vue de leur forme sont effectivement les galaxies les moins brillantes.

La coupure en $\sigma_{e1,e2} \leq 0.25$ implique d'écarter majoritairement des galaxies faibles et entraîne une modification de la distribution en *redshifts* des galaxies qui sont utilisées au final pour estimer les masses. Or cette modification de la distribution en magnitude des galaxies n'est pas prise en compte lors du calcul de $\langle\beta\rangle$. En effet, il est assez difficile de transposer de manière robuste l'impact la sélection en σ_e sur les catalogue du CFHTLS en terme de corrections sur les magnitudes de sélection

des galaxies. Il en résulte que nos catalogues de sources possèdent moins d'objets lointains que ceux du CFHTLS pour des coupures en magnitudes données. Cela implique donc une sur-estimation du facteur géométrique.

On peut néanmoins supposer que ces 2 effets sont faibles et négligeables d'autant plus puisqu'ils agissent dans des sens opposés sur l'estimation de $\langle\beta\rangle$.

Pour l'estimation paramétrique uni-dimensionnelle de la masse des amas, je me suis restreint aux profils SIS et NFW introduits chapitre 2.

Le premier, qui se caractérise par un seul paramètre libre, possède l'avantage de pouvoir être comparé facilement avec les résultats d'une analyse dynamique *via* la dispersion de vitesses σ_v ou ceux d'une analyse *strong lensing* avec le rayon d'Einstein θ_E . A partir de l'expression de la densité de masse d'une SIS, on obtient de manière directe les expressions de son cisaillement et de sa convergence :

$$\gamma(\theta) = \kappa(\theta) = \frac{\theta_E}{2\theta} = \frac{4\pi\sigma_v^2\beta}{c^2} \frac{1}{2\theta} \quad (4.21)$$

où β est le facteur géométrique décrit précédemment. On en déduit alors la densité de masse surfacique moyenne sans dimension qui sera utile pour estimer la masse projetée des amas :

$$\bar{\kappa}(\theta) = \int_0^\theta \kappa(\theta') d\theta' = \frac{\theta_E}{\theta} \quad (4.22)$$

On pourra constater que la valeur de θ_E doit être maniée avec précautions car elle dépend de la distribution en *redshifts* des galaxies sources *via* le paramètre β . Or comme celui-ci est calculé de manière à tenir compte de la dilution par les galaxies d'avant-plan, la valeur de θ_E est artificiellement plus petite que celle qui aurait été obtenue si l'on avait nettoyé le catalogue de source de toutes ces galaxies. La comparaison des rayons d'Einstein d'un même amas obtenus par d'autres groupes de chercheurs requiert donc de faire attention à la méthode employée.

Le profil NFW, lui, peut se paramétriser de différentes manières. Ici j'ai choisi de me placer en $\Delta = 200$ et donc de modéliser le profil NFW par le couple (M_{200}, c_{200}) . Cependant, grâce aux relations entre le rayon d'échelle r_s , la concentration c_Δ et la densité caractéristique δ_c , on peut facilement passer d'un contraste de densité à un autre, notamment $\Delta = 500$ pour une comparaison avec les résultats de l'analyse *X*. L'expression du profil de densité du modèle NFW permet de définir des relations analytiques pour sa convergence, son cisaillement et sa convergence moyenne (Bartelmann 1996) :

$$\gamma(x) = \kappa_k j(x) \quad (4.23)$$

$$\kappa(x) = \kappa_k f(x) \quad (4.24)$$

$$\bar{\kappa}(x) = \kappa_k h(x) \quad (4.25)$$

où $x = r/r_s$, $\kappa_k = (2r_s\delta_c\rho_c)/\Sigma_c$ et les fonctions j , f et h sont définies par :

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{x^2-1} \left(1 - \frac{2\operatorname{arctanh}\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{\sqrt{1-x^2}} \right) & (x < 1) \\ \frac{1}{3} & (x=0) \\ \frac{1}{x^2-1} \left(1 - \frac{2\arctan\sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{\sqrt{x^2-1}} \right) & (x > 1) \end{cases} \quad (4.26)$$

$$h(x) = \begin{cases} \frac{2}{x^2} \left(\frac{2\operatorname{arctanh}\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{\sqrt{1-x^2}} + \ln(x/2) \right) & (x < 1) \\ 2 + 2\ln(1/2) & (x=0) \\ \frac{2}{x^2} \left(\frac{2\arctan\sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{\sqrt{x^2-1}} + \ln(x/2) \right) & (x > 1) \end{cases} \quad (4.27)$$

$$j(x) = \begin{cases} \frac{4\operatorname{arctanh}\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{x^2\sqrt{1-x^2}} + \frac{2\ln(x/2)}{x^2} - \frac{1}{x^2-1} + \frac{2\operatorname{arctanh}\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}}{(x^2-1)\sqrt{1-x^2}} & (x < 1) \\ 2\ln(1/2) + 5/3 & (x=0) \\ \frac{4\arctan\sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{x^2\sqrt{x^2-1}} + \frac{2\ln(x/2)}{x^2} - \frac{1}{x^2-1} + \frac{2\arctan\sqrt{\frac{x-1}{x+1}}}{(x^2-1)^{3/2}} & (x > 1) \end{cases} \quad (4.28)$$

Du fait de ses 2 paramètres libres, le profil NFW est plus maléable que le profil SIS et donc on peut s'attendre à obtenir de meilleurs ajustements. Cependant, aux 2 degrés de liberté est associée une dégénérescence qui rajoute de l'incertitude sur l'estimation du meilleur couple (M_{200}, c_{200}) .

Pour s'en rendre compte, j'ai calculé les valeurs du cisaillement théorique en différentes distances par rapport au centre d'un amas NFW et ce pour une grille de valeurs (M_{200}, c_{200}) . On constate ainsi sur la figure 4.18 que proche du centre de l'amas, la dégénérescence $M_{200} - c_{200}$ est assez forte. On remarque également que pour des distances plus grandes celle-ci s'atténue et la dépendance du cisaillement en fonction de la concentration devient pratiquement nulle. En conséquence, étant donné que la gamme de distances prépondérante pour l'ajustement du profil de cisaillement se situe relativement loin du centre (typiquement $100''$ - $600''$, soit environ 0.6 - 3.5 Mpc), on s'attend à n'avoir que peu de contraintes sur la mesure de c_{200} . En pratique j'ai donc choisi de n'ajuster que la masse M_{200} et de fixer le paramètre de concentration à une seule et même valeur typique de la masse et du *redshift* des amas de l'échantillon. Cette valeur a été calculée avec la relation masse-concentration de Duffy et al. (2008) est correspond à $c_{200} = 4$. Plus de détails sur ce point seront présentés dans le chapitre suivant.

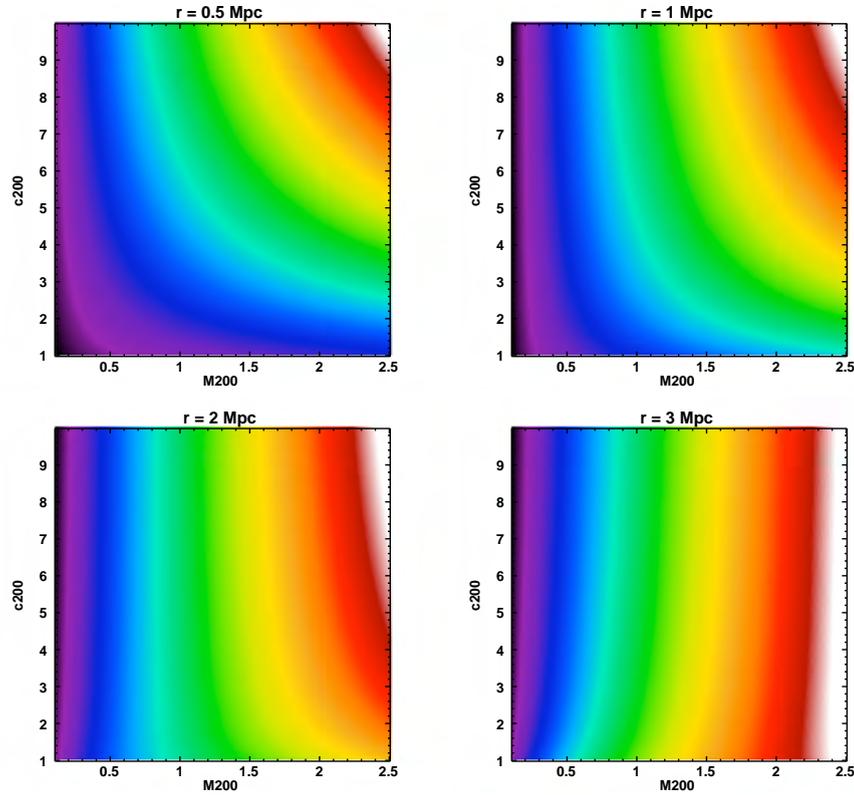


Fig. 4.18: Valeur du cisaillement réduit induit par un amas de type NFW situé à $z = 0.45$ sur une population de galaxies sources avec $z_{eff} = 0.9$. Plus on se rapproche du centre, plus la dégénérescence entre la masse M_{200} et la concentration devient importante. Dans les régions externes, l'impact de la concentration sur la valeur de g devient négligeable. On s'attend donc à n'avoir que peu de contraintes sur l'estimation de ce paramètre.

Pour résumer, voici comment les masses paramétriques sont estimées : constructions de 25 profils de cisaillement à partir de la moyenne pondérée de l'ellipticité tangentielle des galaxies sources, ajustement des 1000 tirages Monte Carlo de chaque profil par les modèles SIS et NFW, statistique sur la distribution finale de chaque paramètre pour définir le meilleur modèle. Les points des profils théoriques sont définis comme les valeurs moyennées sur la largeur des couronnes du cisaillement réduit du modèle considéré. Celui-ci est évalué au *redshift* effectif $g(z_{eff})$ et corrigé de la non linéarité avec β . Les profils sont ajustés à partir du seuil minimum de $25''$ et jusqu'à des distances typiques de $600-800''$ au-delà desquelles le signal est nul de manière significative.

Approche non-paramétrique

L'ajustement de profils de masses paramétriques permet d'obtenir une estimation rapide de la masse non projetée qui peut être facilement comparée à d'autres études. Cependant, les modèles de masses utilisés n'apportent pas ou peu de contraintes sur la distribution de la masse au sein d'un amas. Même si le modèle NFW et sa concentration peut en théorie fournir un peu plus d'information sur l'allure du profil de densité, il n'en reste pas moins limité.

L'approche non paramétrique fournit un moyen de contraindre la distribution de masse directement de la mesure du profil de cisaillement. Dans ce qui suit, je garderai l'hypothèse de symétrie circulaire (dans la plan perpendiculaire à la ligne de visée) mais il est possible de relâcher ce postulat à partir des quantités moyennées sur des cercles concentriques à l'amas ($\langle \gamma_{\parallel} \rangle = (1/2\pi) \int_C \gamma(\omega) d\omega$) et d'obtenir exactement les mêmes relations que celles décrites ci-dessous (par exemple, Bartelmann (1995)). Ce qui nous intéresse ici est de trouver un lien entre le cisaillement γ et le profil de masse $M(r) \propto r^2 \bar{\kappa}(r)$, où $\bar{\kappa}(r)$ est la convergence κ moyennée de 0 à r . Comme l'effet de lentille gravitationnelle est sensible à toute la masse projetée le long de la ligne de visée entre la galaxies source et l'observateur, la mesure du cisaillement ne permet pas de contraindre la distribution tri-dimensionnelle de la masse de l'amas. Seule sa projection $\bar{\kappa}$ peut être estimée, ce qui constitue une des limitations principales de l'approche présentée ici.

A partir des définitions du cisaillement, de la convergence et de sa moyenne, on peut obtenir la relation suivante (Miralda-Escude 1991) :

$$\gamma_{\parallel}(r) = \bar{\kappa}(r) - \kappa(r) \quad (4.29)$$

On peut remarquer que d'une part, comme $\kappa(r) \geq 0$ partout, on a $\bar{\kappa}(r) \leq \gamma_{\parallel}(r)$: le profil de cisaillement peut-être utilisé pour définir une première limite supérieure sur la masse. D'autre part, on peut constater que la composante tangentielle du cisaillement à un rayon donné ne dépend pas de la distribution de masse extérieure à celui-ci, conséquence du théorème de Gauss.

L'étape suivante consiste à se débarrasser du terme $\kappa(r)$. Pour cela, il suffit de dériver la convergence moyennée :

$$\frac{d\bar{\kappa}(r)}{dr} = \frac{d}{dr} \left(\frac{2}{r^2} \int_0^r r' \kappa(r') dr' \right) \quad (4.30)$$

$$= -\frac{2}{r} \bar{\kappa}(r) + \frac{2}{r} \kappa(r) \quad (4.31)$$

En substituant $\bar{\kappa}(r)$ par $\gamma_{\parallel}(r) + \kappa(r)$, on a :

$$\frac{d\bar{\kappa}(r)}{dr} = -\frac{2}{r} \gamma_{\parallel}(r) \quad (4.32)$$

dont l'intégrale entre 2 rayons $0 < r_1 < r_2$ donne :

$$-2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{\gamma_{\parallel}(r)}{r} dr = \bar{\kappa}(r_2) - \bar{\kappa}(r_1) \quad (4.33)$$

$$= \frac{2}{r_2^2} \int_0^{r_2} r \kappa(r) dr - \bar{\kappa}(r_1) \quad (4.34)$$

$$= \frac{r_2^2}{r_1^2} \bar{\kappa}(r_1) + \frac{2}{r_2^2} \int_{r_1}^{r_2} r \kappa(r) dr - \bar{\kappa}(r_1) \quad (4.35)$$

$$= \frac{r_1^2 - r_2^2}{r_2^2} (\bar{\kappa}(r_1, r_2) - \bar{\kappa}(r_1)) \quad (4.36)$$

où $\bar{\kappa}(r_{1,2})$ et la convergence moyennée entre r_1 et r_2 . On retrouve ainsi la ζ -statistique, introduite par Fahlman et al. (1994); Kaiser (1994) :

$$\zeta(r_1) = \bar{\kappa}(r_1) - \bar{\kappa}(r_1, r_2) = \frac{2r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \int_{r_1}^{r_2} \gamma_{\parallel}(r) d \ln r \quad (4.37)$$

On peut alors estimer le profil de masse projetée par :

$$M(< r) = \pi r^2 \Sigma_c \zeta(r) = M_{vraie}(< r) - \pi r^2 \Sigma_c \bar{\kappa}(r, r_2) \quad (4.38)$$

Cette équation nous donne une limite inférieure sur la masse. On aurait pu utiliser l'équation 4.29 comme estimateur d'une limite inférieure mais pour des raisons pratiques, il est plus simple de transformer l'intégrale $\int_{r_1}^{r_2} \gamma_{//}(r) d \ln r$ en une somme sur les galaxies sources et de se servir de la statistique ζ pour déterminer le profil $M(r)$. Notons également que la grandeur utile est le cisaillement $\gamma(r)$ et non le cisaillement réduit $g(r)$. Cela implique de se placer suffisamment loin du centre pour que l'approximation *weak lensing* soit valide. Il est toujours possible d'utiliser une approche itérative pour affiner la mesure en prenant $\gamma^0 = g$ puis $\gamma^{i+1} = f(g, \kappa^i)$.

Le problème de la méthode présentée ci-dessus est que le second terme $\bar{\kappa}(r, r_2)$ n'est pas constant avec le rayon d'intégration. Le profil de masse inférieur à r calculé de cette manière va donc dépendre de la forme de la distribution externe de la masse du halo. La présence de sous-structures peut ainsi fortement modifier l'allure du profil mesuré par rapport au profil réel.

Pour s'affranchir de cet effet, on peut facilement modifier la statistique précédente en introduisant un troisième rayon $r_m > r_2 > r_1$ (Clowe et al. 2000) :

$$\begin{aligned} \zeta_c(r_1) &= \bar{\kappa}(r_1) - \bar{\kappa}(r_2, r_M) \\ &= 2 \int_{r_1}^{r_2} \gamma_{//}(r) d \ln r + \frac{2r_M^2}{r_M^2 - r_2^2} \int_{r_2}^{r_M} \gamma_{//}(r) d \ln r \end{aligned} \quad (4.39)$$

pour finalement obtenir comme estimateur du profil de masse :

$$M(< r) = \pi r^2 \Sigma_c \zeta_c(r) = M_{vrai}(< r) - \pi r^2 \Sigma_c C^{ste} \quad (4.40)$$

A ce niveau la question réside dans le choix des rayons r_2 et r_M et dans l'estimation du second terme dans l'équation précédente.

Deux approches sont généralement utilisées : soit prendre r_2 suffisamment loin du centre de l'amas de sorte à pouvoir négliger le terme $\propto \bar{\kappa}(r_2, r_M)$ (par exemple Okabe et al. (2010a)), soit ajuster le profil de cisaillement par un profil NFW pour estimer ce terme et corriger le profil de masse (comme dans Hoekstra (2007)).

La première solution requiert de choisir une région qui ne contient pas de structure évidente au risque de commettre une erreur non négligeable sur la masse. Ici les cartes de masse projetées peuvent être utilisées afin de détecter de telles structures. Le problème de la seconde approche vient de la projection du profil NFW pour estimer la masse contenue dans l'anneau externe $r_2 < r < r_M$. Cette étape nécessite donc une estimation précise de la concentration de l'amas.

Ces difficultés inhérentes à l'utilisation des statistiques ζ , résumées dans Mandelbaum et al. (2010), font qu'il n'est pas simple d'appliquer cette méthode à un échantillon d'amas sans réaliser certains ajustements d'un amas à l'autre. De plus, ce qui nous intéresse dans l'analyse d'un échantillon d'amas est l'estimation de masses 3D non projetées pour d'une part les comparer aux masses X également non projetées, et d'autre part s'en servir pour calibrer les lois d'échelle qui font intervenir les masses 3D des halos. Convertir les masses déduites de la statistique ζ requiert donc

une étape de déprojection qui introduit une incertitude supplémentaire. Mandelbaum et al. (2010) en concluent que le choix de cet estimateur pour calibrer des lois d'échelles utilisées lors du calcul de la fonction de masse (comme par exemple Vikhlinin et al. (2006)) peut être critiquable. La solution ici pourrait être de construire une fonction de masse projetée afin de contraindre l'abondance des amas directement à partir de la calibration des lois d'échelle avec les masses *lensing* non-paramétriques. On notera cependant que les masses déduites des statistiques ζ et ζ_c présentent l'avantage d'être calculées à partir du signal de cisaillement dans les régions externes. Elles seront donc moins sensibles aux problèmes inhérents à la zone centrale cités plus haut. Pour autant, le signal de cisaillement dans ces zones est relativement faible et peut être fortement bruité par la présence de structures à grande échelle. Le choix des rayons d'intégration nécessite ici aussi certaines précautions et doivent être pris suffisamment loin du rayon d'analyse souhaité afin d'avoir assez de points d'intégration au risque d'avoir une estimation de la masse hautement incertaine. En pratique, $\zeta_c(r)$ est calculée grâce aux profils de cisaillements calculés précédemment, l'intégrale étant discrétisée sur chaque couronne. L'erreur correspondante est simplement :

$$\sigma^2(\zeta_c) = 4 \sum_{r_1}^{r_2} \left(\frac{\Delta r_i}{r_i} \right)^2 \sigma^2(r_i) + \left(\frac{2}{1 - r_2^2/r_M^2} \right)^2 \sum_{r_2}^{r_M} \left(\frac{\Delta r_i}{r_i} \right)^2 \sigma^2(r_i) \quad (4.41)$$

où $\sigma(r_i)$ est l'erreur associée au point g_i du profil de cisaillement, Δr_i la largeur de la couronne.

Comme l'intérêt d'un profil de masse est limité dans le cadre de notre étude, il est plus intéressant de se placer à un rayon donné (R_{200} ou R_{500}), d'y calculer la masse intégrée $M(R_\Delta)$ et de les comparer avec les masses déduites de l'ajustement du modèle NFW. Comme pour l'ajustement des profils de cisaillement, j'ai aussi tenu compte ici de la mauvaise calibration du cisaillement (correction STEP) ainsi que de la contamination par les galaxies d'avant-plan grâce au calcul du facteur géométrique.

Approche bi-dimensionnelle

L'hypothèse de symétrie sphérique adoptée jusqu'à présent peut être dépassée de différentes manières. Là aussi, on peut suivre une approche paramétrique et contraindre par exemple l'ellipticité du halo de matière noire, ou bien évaluer la position de son centre de masse. Une analyse non paramétrique permet quant à elle de générer des cartes de masse qui peuvent être comparées par exemple à la distribution du gaz d'un amas ou de ses galaxies et de leur luminosité afin d'effectuer une étude morphologique détaillée.

Une analyse 2D fournit donc *a priori* plus d'information qu'une simple analyse uni-dimensionnelle. Elle s'accompagne néanmoins de plusieurs difficultés qui sont abordées dans ce qui suit et qui limitent l'utilité de cette méthode dans le cadre de ma thèse.

Approche paramétrique

Plutôt que d'utiliser la forme moyenne des galaxies lentillées prises dans des couronnes concentrique, il est possible de conserver l'information bi-dimensionnelle en se servant de la forme de chaque galaxie comme estimateur local du cisaillement réduit. C'est l'idée de base des approches à 2 dimensions.

La première manière d'implémenter une telle méthode consiste à ajuster des modèles de masse paramétriques tels que ceux utilisés précédemment. L'intérêt est alors d'avoir plus de souplesse sur les propriétés de ces modèles de masses : position du centre, introduction d'une ellipticité projetée caractérisée par une orientation et un rapport d'axe, ajustement de plusieurs halos en même temps, ...

Plusieurs outils ont déjà été développés afin de réaliser ce type d'ajustement paramétrique. Au cours de ma thèse, je me suis servi de `Lenstool`¹², développé en premier lieu par J.-P. Kneib (Kneib et al. 1996; Jullo et al. 2007). Ce code a été initialement développé pour effectuer des modèles *strong lensing* d'amas de galaxies (par exemple, Faure et al. (2008); Gilmore & Natarajan (2009); Limousin et al. (2009, 2010); Richard et al. (2010)) mais peut également être utilisé pour ajuster des modèles de masse à partir du signal *weak lensing*.

La manière dont le code procède est la suivante : à partir d'un catalogue de galaxies (position, paramètres de forme et *redshift*) et d'un modèle de masse donné, `Lenstool` effectue la transformation plan image-plan source. Supposant que chaque galaxie a une densité de probabilité gaussienne en ellipticité, il calcule la fonction de vraisemblance égale au produit des probabilités de chaque galaxie, et la compare à une distribution théorique, distribution gaussienne de moyenne nulle et de dispersion $\sigma = 0.3$ (la valeur de la dispersion est un paramètre libre du code mais en pratique les résultats obtenus ne sont que très peu dépendants de cette valeur). Grâce à un échantillonneur MCMC, le code explore l'espace des paramètres et calcule le χ^2 correspondant.

Au final, le code donne en sortie un fichier contenant la qualité de l'ajustement pour chacun des points de l'espace des paramètres explorés et la valeur des paramètres correspondants. Il suffit donc ensuite de tracer la distribution de ces paramètres et définir le meilleur modèle comme le mode de cette distribution. `Lenstool` travaille dans le cadre bayésien et permet donc d'inclure une information *a priori* sur chaque paramètre libre du modèle étudié. En pratique, j'ai utilisé des distributions initiales plates, restreignant simplement les limites inférieures et supérieures autorisées sur chaque paramètre.

Comme pour l'analyse 1D, je me suis focalisé sur les modèles SIS et NFW (d'autres modèles plus ou moins complexes sont également implémentés dans le code). Même avec ces modèles les plus simples, il s'est révélé que la qualité des données n'est pas suffisante pour apporter des contraintes fortes sur les caractéristiques du halo pour la majeure partie des amas. Par exemple, l'erreur associée à la position du halo est trop grande pour statuer de manière fiable sur un écart par rapport à la galaxie centrale. De même, la caractérisation de son ellipticité s'est avérée difficile. Dans certains cas, une orientation préférentielle ressort, mais là encore avec des incertitudes trop élevées pour comparer par exemple avec l'orientation de la BCG et détecter de manière significative une corrélation entre les 2.

Un ajustement global de tous les paramètres du modèle (paramètres sur la masse,

¹²<http://www.oamp.fr/cosmology/lenstool/>

position et forme du halo) donne généralement une estimation de la masse compatible marginalement avec les résultats issus des profils de cisaillement. En effet, même si les masses de `Lenstool` sont sensiblement inférieures, les barres d'erreurs associées sont suffisamment grandes pour être en accord avec les masses de l'analyse 1D. Afin de réduire ces incertitudes, on peut fixer la position et la forme du halo. Cependant en faisant cela on perd quelque peu l'intérêt de l'analyse 2D. Malgré cela, les masses obtenues restent de toute manière de qualité moindre que celles de l'analyse des profils de cisaillement. J'ai également essayé de contraindre le paramètre de concentration avec `Lenstool`, mais là aussi les erreurs obtenues sont trop grandes dans la majeure partie des cas, la concentration finale obtenue étant généralement compatible avec les bornes inférieure et supérieure autorisées, typiquement $2 < c < 10$ (les amas RXJ1347 et RXJ1206 sont les seules exceptions, avec une concentration ~ 8 pour le premier et ~ 4 pour le second).

La raison principale de l'échec relatif de l'utilisation de `Lenstool` pour contraindre la masse des amas mi-distants de l'échantillon concerne le catalogue de sources. Alors qu'avec l'analyse 1D on réalise une moyenne dans des couronnes ce qui augmente le rapport signal sur bruit, le fait d'utiliser chaque galaxie comme estimateur local du signal est bien plus sensible à la présence de galaxies d'avant-plan. Même s'il est toujours possible de tenir compte de leur dilution de manière globale pour corriger la valeur finale de la masse (toujours *via* le paramètre β , ou plus précisément ici *via* la valeur du *redshift* z_{eff} attribué aux sources), plusieurs tests ont montré que l'incertitude augmente sensiblement avec la fraction de dilution. Le problème devient même plus critique en présence de galaxies de l'amas qui ne sont pas distribuées de manière homogène. Comme je le montrerai plus loin, il est facile de s'affranchir de cet effet avec l'analyse 1D. Avec `Lenstool`, ces galaxies vont fortement polluer le signal d'une manière impossible à corriger.

Au final, je ne me suis donc pas servi des résultats obtenus avec `Lenstool`. Même si cela était prévisible car l'analyse 1D est déjà compliquée pour plusieurs amas de l'échantillon, j'ai néanmoins pu explorer les possibilités de ce code dans diverses configurations (plusieurs possibilités sont évoquées dans les perspectives, en conclusion du manuscrit). Certaines modifications de celui-ci afin de traiter du cas spécifique des amas mi-distants peuvent probablement être réalisées afin de l'optimiser.

Approche non-paramétrique

De même que pour l'analyse uni-dimensionnelle, il est possible de s'affranchir de modèles de masse prédéfinis et de calculer des cartes de masse projetée non-paramétriques. Il existe plusieurs méthodes, plus ou moins élaborées qui permettent de faire cela. Ici, je me suis servi du code `LensEnt2`¹³ développé par P. Marshall (Marshall et al. 2002). Ce code ne réalise pas une inversion directe du cisaillement mesuré mais effectue la transformation inverse : à partir d'une carte de masse donnée $\Sigma(\vec{\theta})$, il déduit la carte de cisaillement correspondante grâce à la convolution à la base des méthodes d'inversion (Kaiser & Squires 1993) :

$$g(\vec{\theta}) = \frac{1}{1 - \kappa(\vec{\theta})} \cdot \frac{1}{\pi} \int D(\vec{\theta} - \vec{\theta}') \kappa(\vec{\theta}') d^2\theta' \quad (4.42)$$

¹³<http://www.mrao.cam.ac.uk/projects/lensent/version2/>

où D est le noyau complexe de la convolution. Je reviendrai plus en détails sur cette équation et ses applications un peu plus loin.

Afin d'optimiser l'utilisation de l'information disponible, la résolution initiale de la carte de masse est choisie de sorte à avoir une galaxie par pixel, soit un nombre comparable de données et de paramètres libres, les pixels de la carte de masse. Chaque point aura donc *a priori* un faible rapport signal sur bruit. Cependant le code exécute un lissage de la carte ce qui réduit le nombre de paramètres libres effectifs (voir plus loin).

Une fois la carte de cisaillement déduite de $\Sigma(\theta)$ grâce à l'équation précédente, celle-ci est interpolée à la position de chaque galaxie, utilisée comme estimateur local du cisaillement. Le code calcule alors la fonction de vraisemblance en supposant que les composantes de l'ellipticité des galaxies ont été tirées de manière indépendante à partir d'une distribution gaussienne de moyenne le cisaillement théorique local et de variance l'ellipticité intrinsèque des galaxies de champ.

LensEnt2 travaille également dans le cadre bayésien avec un *prior* entropique. Le meilleur modèle est alors obtenu en maximisant $P(\Sigma | Data)$ ce qui revient à minimiser la fonction $F = \chi^2/2 - \alpha S$ où χ vient de la fonction de vraisemblance, S est la fonction entropique de la distribution (Bridle et al. 1998) et α un paramètre de régularisation. **LensEnt2** est donc une méthode de maximum de vraisemblance avec régularisation entropique, méthodes introduites par Seitz et al. (1998).

Comme les pixels de la carte de masse sont les paramètres libres du problème, ils peuvent être *a priori* traités de manière indépendante. Cependant, on s'attend à ce que la distribution de masse d'un amas soit continue et donc que les pixels soient corrélés avec leur voisins. De plus, afin de réduire le nombre de degrés de liberté, il faut introduire à un moment donné un lissage de la carte initiale. Ces 2 points sont traités *via* l'utilisation de l'*intrinsic correlation function* (ICF) : la carte de masse Σ qui sert à calculer la carte de cisaillement à comparer avec les données résulte de la convolution de la carte de masse initiale avec un large noyau, l'ICF.

Le choix de l'ICF est évidemment un paramètre libre du code, tant par sa forme que par la largeur de son noyau. Une augmentation de sa taille va par exemple réduire le nombre de paramètres libres effectifs ce qui est utile si la qualité des données est médiocre. L'utilisation d'une analyse bayésienne permet de choisir l'ICF optimale de manière auto-consistante grâce à la valeur de l'évidence de la reconstruction (facteur de normalisation du théorème de Bayes). La comparaison *a posteriori* de l'évidence obtenue avec différentes ICF permet de trouver la plus adaptée aux données.

Par simplicité, j'ai choisi de me restreindre à des ICFs gaussiennes à symétrie circulaire. Pour le choix de sa largeur, j'ai réalisé pour chaque amas plusieurs reconstructions en faisant varier la largeur de 50" à 150". A cause du manque de données, pour la majeure partie des amas, l'évidence ne cesse d'augmenter avec la taille de l'ICF. J'ai donc principalement utilisé les cartes obtenues avec une largeur d'ICF de 150". Dans les annexes, je donne également les cartes obtenues avec une largeur d'ICF de 100" afin de voir l'effet du lissage sur la zone centrale.

Avant de pouvoir utiliser **LensEnt2**, il faut également définir la fonction entropique $S = \sum(\kappa_i - m_i - \kappa_i \ln(\kappa_i/m_i))$, où la somme porte sur les pixels i de la carte de masse de densité surfacique κ_i exprimée en unité de densité critique. L'entropie S sera maximale pour $\kappa = m$.

Le vecteur m joue donc le rôle de *prior* : toute connaissance *a priori* sur la distribution de masse de l'amas peut-être introduite dans ce vecteur modèle m afin de faire tendre la reconstruction vers lui. Il constitue le point de départ du code (la carte de masse initiale) et, pour les régions peu ou pas contraintes par les données, il sera la valeur de la carte finale et représente donc un seuil qu'il faut soustraire avant d'intégrer les cartes pour calculer la masse contenue dans une certaine région. Afin de laisser le maximum de liberté au code, il est plus simple de mettre tous les éléments du vecteur m initial à la même valeur, typique de la convergence attendue de l'amas, soit une fraction de la densité critique Σ_c (dans les régions bien contraintes, le niveau du modèle n'influence pas la reconstruction (Bridle et al. 1998)).

Au final, **LensEnt2** produit une carte de densité de masse surfacique et la carte d'erreur associée déterminée par un re-échantillonnage de la distribution *a posteriori*. Elles sont toutes les 2 d'une surface 4 fois plus grande que celle du champ d'observation. Cela permet de s'affranchir des effets de bords et fournit une contrainte sur de possibles structures à grande échelle non liées à l'amas étudié. En pratique, j'ai utilisé un champ de vue qui correspond à la région de 8000×8000 pixels centrée sur la BCG de l'amas.

LensEnt2 permet aussi de calculer la masse projetée dans une ouverture, avec l'erreur associée déduite de la matrice de covariance (l'ICF introduit de fortes corrélations sur le bruit associé à chaque pixel) et donc d'estimer un profil de masse comparable avec celui issu de la statistique ζ_c ou ceux de l'ajustement des profils de cisaillement. Cependant, comme pour **Lenstool**, les masses obtenues sont très bruitées. Je ne me suis donc servi des résultats de **LensEnt2** que pour obtenir des informations morphologiques sur les amas.

Afin d'optimiser la reconstruction de la masse, j'ai utilisé des catalogues de galaxies sensiblement différents que ceux utilisés jusqu'à présent. Puisqu'ici je me restreins à la morphologie et non à la calibration de la masse, je peux réaliser des coupures du catalogue plus axées sur les galaxies les plus faibles. La perte de contrôle sur la distribution en *redshifts* des galaxies ainsi sélectionnées n'est pas un problème ici. J'ai donc gardé les galaxies hors de la séquence des elliptiques et avec $22 < m_r' < 26$ quelle que soit la magnitude de complétude de l'amas. Avec ce catalogue de galaxies, je réduis la contamination des avants-plan ce qui améliore sensiblement la qualité apparente des cartes de masse (moins de pics de masse suspects, meilleure reconstruction de l'amas). Cela montre bien que dans le cas de l'analyse 2D, la contamination par les galaxies non lentillées est plus critique que pour l'analyse 1D. Pour estimer la robustesse de la reconstruction finale, 2 approches peuvent être adoptées. Soit on réalise une division "brutale" de la carte de masse par la carte d'erreur associée, soit on réalise une étude statistique sur la zone centrale de la carte d'erreur afin d'en estimer le niveau moyen qui permet alors de calculer les niveaux de signal qui correspondent aux contours à $n\sigma$. Les 2 approches donnent des résultats similaires dans la région de l'amas là où le signal est le plus fort. Les pics de masse suspects qui apparaissent sur la carte de masse finale (probablement à cause de données localement mauvaises) sont situés de manière plus précise avec la première méthode puisqu'ils apparaissent également sur la carte de bruit. La seconde méthode génère quant à elle des contours d'erreurs plus lisses. En pratique, ils sont estimés sur le disque de rayon $600''$ centré sur la BCG de l'amas. Ce sont eux qui seront

utilisés pour réaliser les figures présentées en annexe.

Inversion du cisaillement

A partir des définitions de $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2$ et κ en fonction des $\psi_{i,j}$ et de la relation intégrale entre ψ et κ , il est facile d'obtenir l'équation évoquée ci-dessus, réécrite ici en faisant intervenir γ à la place du shear réduit :

$$\gamma(\vec{\theta}) = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}^2} D(\vec{\theta} - \vec{\theta}') \kappa(\vec{\theta}') d^2\theta' \quad (4.43)$$

$$D(\vec{\theta}) = \frac{\theta_2^2 - \theta_1^2 - 2i\theta_1\theta_2}{|\vec{\theta}|^4} = \frac{-1}{(\theta_1 - i\theta_2)^2} \quad (4.44)$$

Cette relation est une convolution qui se transforme simplement dans l'espace de Fourier en :

$$\tilde{\gamma}(\vec{l}) = \pi^{-1} \tilde{D}(\vec{l}) \tilde{\kappa}(\vec{l}) \quad (4.45)$$

$$\tilde{D}(\vec{l}) = \pi \frac{(l_1^2 - l_2^2 + 2il_1l_2)}{|\vec{l}|^2} \quad (4.46)$$

pour $\vec{l} \neq 0$. En remarquant que $\tilde{D} \tilde{D}^* = \pi^2$, on peut multiplier les 2 côtés de cette équation par le complexe conjugué du noyau \tilde{D}^* pour obtenir :

$$\tilde{\kappa}(\vec{l}) = \pi^{-1} \tilde{\gamma}(\vec{l}) \tilde{D}^*(\vec{l}) \quad \text{pour } \vec{l} \neq \vec{0} \quad (4.47)$$

Le retour dans l'espace physique donne la relation finale (Kaiser & Squires 1993) :

$$\kappa(\vec{\theta}) - \kappa_0 = \frac{1}{\pi} \int_{\mathbb{R}^2} d^2\theta' \Re \left[D^*(\vec{\theta} - \vec{\theta}') \gamma(\vec{\theta}') \right] \quad (4.48)$$

où κ_0 est une constante d'intégration qui traduit le fait qu'un plan de masse homogène situé perpendiculairement à la ligne de visée ne génère pas de cisaillement. A ce niveau, on peut déjà noter 2 points. Cette équation est linéaire en κ, γ donc traiter sa dépendance en *redshift* se réduit simplement à prendre le cisaillement et la convergence pour une source située à l'infini et à les multiplier par le facteur géométrique moyen $\langle \beta \rangle$. D'autre part, cette équation donne dans l'approximation *weak lensing* $g \sim \gamma$ une reconstruction non paramétrique de la masse *a priori* relativement facile à mettre en place. En effet, soit on applique cette intégrale sur une carte de cisaillement calculée en mesurant le cisaillement moyen dans des pixels de taille adaptée aux données (densité de sources), soit on transforme l'intégrale en une somme discrète de l'ellipticité complexe e_i de chaque galaxie utilisée comme estimateur local du signal à la position $\vec{\theta}_i$:

$$\hat{\kappa}(\vec{\theta}) = \frac{1}{n\pi} \sum_i \Re \left[D^*(\vec{\theta} - \vec{\theta}_i) e_i \right] \quad (4.49)$$

Il est simple de montrer que l'espérance de cet estimateur donne effectivement la densité projetée, $\langle \hat{\kappa}(\vec{\theta}) \rangle = \kappa(\vec{\theta})$, cependant sa variance $\langle (\hat{\kappa} - \kappa)^2 \rangle$ est infinie (Kaiser

& Squires 1993). En effet, l'ellipticité intrinsèque aléatoire des galaxies sources introduit un bruit blanc dans l'espace de Fourier qui, une fois intégré pour calculer $\langle \hat{\kappa}(\vec{\theta})^2 \rangle = (2\pi)^{-2} \int d^2l \langle \hat{\kappa}(\vec{l})^2 \rangle$, diverge aux grandes longueurs d'onde. Cette difficulté se contourne grâce un filtre passe-bas. Par exemple, un filtre gaussien donnera une carte de masse dont le bruit est $\sim \sigma_e N^{-1/2}$ (Kaiser & Squires 1993) où σ_e est l'erreur sur l'ellipticité des galaxies et $N \sim n\pi\theta_s^2$ le nombre de galaxies dans la fenêtre de lissage, θ_s étant l'échelle de lissage du filtre gaussien.

Etant donné que je n'ai pas utilisé cette méthode au cours de ma thèse, je ne donnerai pas plus de détails ici. La manière de traiter le cas des zones où l'approximation *weak lensing* n'est plus valide peut être trouvé dans Schneider & Seitz (1995) grâce à une méthode de reconstruction non linéaire dont le traitement de la dépendance en *redshift* associée et donné dans Seitz & Schneider (1997). Les problèmes liés au fait de travailler sur des champs de taille finie sont résolus dans Seitz & Schneider (1996), et les questions sur le filtrage des données (effectué soit avant la convolution, soit pendant en modifiant la forme du noyau D) sont abordées dans Seitz & Schneider (1995). Notons simplement au passage que ces 2 derniers points sont traités directement dans `LensEnt2` grâce au formalisme de l'ICF et à l'utilisation de cartes de masse reconstruites de taille 2 fois plus grande que le champ observé.

4.5 Limitations

Dans les différentes sections précédentes, j'ai fait apparaître certaines limitations de l'analyse *weak lensing* d'amas de galaxies mi-distants. Le but de cette partie est de faire le point sur leur influence et comment y remédier le cas échéant.

Les origines des problèmes inhérents à une telle analyse peuvent être regroupées en trois catégories principales : les contraintes observationnelles (type de données, objets étudiés), les difficultés du *weak lensing* dans la zone centrale des amas et les effets de projections.

4.5.1 Contraintes observationnelles

La première limite à laquelle notre analyse doit faire face concerne le type de données utilisées. Avec des données sol de résolution angulaire limitée, on réduit fortement le nombre de galaxies sources disponibles avec une mesure fiable de leur ellipticité (PSF moindre pour des données spatiales).

Dans le cas d'amas distants, cela peut se révéler assez problématique puisqu'une fraction non négligeable ($\sim 25\%$ pour des amas à $z \sim 0.5$ et $m_{comp} \sim 25$) des galaxies de champ se situent devant l'amas. Le nombre de sources disponibles est donc plus petit que pour un amas proche pour des données de profondeurs similaires. Cet effet conjugué avec la résolution spatiale limitée du profil de cisaillement à cause du *redshift* élevé des amas font que l'on perd à la fois de la précision pour contraindre la forme du profil NFW (pas de contraintes sur c) et que la dispersion intrinsèque des galaxies entraîne une source de bruit sur chaque point du profil suffisamment grande pour dominer l'incertitude finale sur l'estimation de la masse.

Ces $\sim 25\%$ de galaxies d'avant-plan constituent bien évidemment une source de contamination et de dégradation du signal de cisaillement mesurable. Nous avons vu qu'un critère fort sur l'estimation des *redshifts* photométriques peut permettre de réduire drastiquement cette contamination mais au prix d'une perte conséquente du nombre de galaxies sources. Par ailleurs, la dilution homogène sur tout le champ de ces galaxies peut être contrebalancée lors du calcul du facteur géométrique moyen. Dans le cas de l'analyse des profils de cisaillement, cette contamination ne représente finalement pas un réel problème. Ce n'est plus le cas pour les méthodes à 2 dimensions qui y sont plus sensibles.

Bien que la séquence des elliptiques conjuguée aux *redshifts* photométriques permet de localiser la majeure partie des galaxies membres d'un amas ($\sim 70\%$), un certain nombre d'entre elles (les galaxies bleues notamment) restent dans le catalogue de sources et donc introduisent une certaine dilution du signal. Comme les galaxies d'un amas ne sont pas distribuées de manière homogène mais plutôt selon un profil avec un coeur, du type profil de King, leur influence sur le signal dépend du rayon auquel on se place. Elle sera principalement effective dans les zones centrales.

Avec l'analyse 1D des profils de cisaillement, on peut facilement corriger cette dilution des galaxies membres de l'amas (Hoekstra 2007). En effet, il suffit de calculer le profil de densité des galaxies utilisées pour mesurer le signal. Avec les couronnes les plus externes, on évalue la densité des galaxies de champ. L'excès relatif de galaxies par rapport à ce niveau de fond est alors simplement ajusté par une distribution $f \propto 1/r$ (inutile ici de prendre un profil plus complexe). Cette fraction de galaxies attribuées à l'amas sert ensuite à corriger la mesure du cisaillement en fonction de la position considérée dans le profil (comme pour la correction STEP, on multiplie simplement la valeur mesurée du signal en r par $f(r)$).

Cette méthode se révèle efficace pour s'affranchir de la contamination dans le cadre de l'analyse 1D. Mais là encore, ce problème ne peut être résolu pour les méthodes à 2 dimensions. La solution consiste à utiliser des coupures de sélection plus fortes en magnitude afin d'être certain d'écarter la plus grande fraction des galaxies d'avant-plan et des galaxies de l'amas. C'est ce qui a été fait lors de l'utilisation de **LensEnt2**.

Une autre contrainte associée à l'étude d'amas à hauts *redshifts* concerne la détermination de $\langle\beta\rangle$, question abordée en détails précédemment. L'utilisation d'une distribution en *redshifts* photométriques obtenue avec d'autres données implique d'une part de négliger la variance cosmique et d'autre part d'avoir pleine confiance dans la calibration desdits *redshifts*. Le premier point reste non contrôlable et on ne peut que se contenter d'estimer à quelques % l'erreur induite par la variance cosmique sur la valeur de $\langle\beta\rangle$. L'autre point est minimisé ici par le fait d'utiliser la distribution des *redshifts* photométriques du CFHTLS dont les données ont été obtenues avec le même instrument. La relation entre la distribution en *redshifts* et les coupures en magnitudes est transposable de manière plus sûre à nos données. Bien qu'ayant été calibrés de manière précise, il convient tout de même d'accorder une certaine incertitude sur la distribution globale de ces *redshifts* photométriques. Au final, en tenant compte de ces 2 points, on peut raisonnablement estimer à environ 5% l'erreur systématique commise sur $\langle\beta\rangle$ et donc sur la masse.

4.5.2 Zone centrale de l'amas

Pour plusieurs raisons mentionnées précédemment, j'ai choisi de ne pas utiliser la zone centrale de l'amas ($r < 25''$) lors de l'estimation des masses avec les profils de cisaillement. Elles peuvent se résumer ainsi :

- problème de *deblending* : les galaxies membres de l'amas peuvent de part leur forte densité spatiale et leur luminosité rendre incertaine l'estimation de la forme des galaxies d'arrière-plan situées dans la même zone (Cypriano et al. 2004). Elles masquent également une partie des galaxies sources ce qui rend la mesure du signal dans cette région plus difficile.
- mauvaise estimation du centre de masse de l'amas (figure 4.16) : loin du centre, l'effet sur le signal est négligeable. Dans les régions centrales, l'erreur commise sur la mesure du cisaillement peut être préjudiciable à l'estimation de la masse si cette partie du profil est incluse lors de l'ajustement des modèles paramétriques.
- approximation *weak lensing* : la prise en compte de la dilution par le facteur géométrique $\langle \beta \rangle$ n'est valable que si on fait l'hypothèse que le signal mesuré est le cisaillement et non le cisaillement réduit g , même si l'approximation $g(z_{eff})$ fourni un bon compromis
- effets de magnification : lorsque la densité projetée est suffisamment grande, la déformation spatiale induite peut sensiblement modifier la luminosité des galaxies. Aussi, à une coupure en magnitude correspondra une coupure en *redshift* différente selon la valeur de la magnification. Même si cet effet reste faible, il peut modifier la valeur effective du facteur géométrique dans la région centrale et donc biaiser la conversion cisaillement-densité de masse.

Il est possible d'étudier chaque effet individuellement mais leur actions conjuguées est difficile à évaluer d'autant plus que tous n'influencent pas l'estimation finale de la masse de la même manière. Par exemple, un mauvais centrage induit une sous-estimation du signal contrairement aux effets de la non-linéarité de g avec β qui se traduisent par une sur-estimation du cisaillement. La solution la plus simple est donc d'exclure la partie interne du profil de cisaillement lors de l'ajustement des modèles paramétriques.

Cela contribue au fait de ne pas pouvoir estimer la concentration de la distribution de masse des amas. Nous avons vu précédemment que la dégénérescence $c - M_{200}$ sur le cisaillement associée à un manque de contraintes vers les régions centrales (moins de galaxies par couronne) rend difficile l'estimation de c avec l'ajustement des profils de cisaillement. Le fait de ne pas utiliser la partie interne du profil n'arrange donc pas la situation, d'où le fait de n'avoir ajusté que les valeurs des masses M_{200} du modèle NFW lors de l'analyse 1D.

4.5.3 Effets de projection :

Le premier point qui mérite attention concerne ce que l'on appelle la dégénérescence du plan-masse. La déformation induite par l'amas sur la forme des galaxies d'arrière-plan est le résultat du gradient de la distribution de masse de celui-ci. Il est assez intuitif de comprendre que modifier la masse projetée perpendiculairement à la ligne de visée de manière homogène sur tout le champ d'observation n'affectera pas la

forme mesurée des galaxies.

A partir des équations qui définissent la convergence et le cisaillement en terme du potentiel gravitationnel, on peut montrer (Schneider & Seitz 1995) que la transformation :

$$\psi(\vec{\theta}, z) \rightarrow \psi'(\vec{\theta}, z) = \frac{1 - \lambda}{2} \vec{\theta}^2 + \lambda \psi(\vec{\theta}, z) \quad (4.50)$$

où λ est une constante arbitraire non nulle, laisse le cisaillement réduit g invariant, de même que l'équation qui relie l'ellipticité des galaxies d'arrière-plan dans le plan source et dans le plan image. Il n'est donc *a priori* pas possible de déterminer la valeur absolue de la densité projetée mais seulement ses variations par rapport à un niveau de fond qui reste à déterminer.

Plusieurs solutions pour briser cette dégénérescence ont été proposées, solutions basées sur une source d'information autre que le cisaillement et non invariante par la transformation précédente. Par exemple, Seitz & Schneider (1997) ont utilisé l'effet de magnification de l'amas sur la distribution des galaxies d'arrière-plan. Ils ont montré que dans le cas où la distribution en *redshift* des galaxies est connue, leur position peut en théorie servir à lever la dégénérescence. Cependant ils soulignent le fait que la dépendance de la distribution spatiale des galaxies avec la distribution de masse reste trop faible pour être utile dans le cas d'amas sous-critiques.

Dans la même étude, les auteurs mentionnent également la possibilité d'utiliser l'effet de magnification sur le nombre total de galaxies observées pour déterminer λ . Cependant cette méthode requiert d'avoir une estimation précise du comptage de galaxies en l'absence d'amas pour un échantillon limité en magnitude, ce qui aux vues des précisions photométriques reste relativement difficile. Schneider et al. (2000) en concluent que ces incertitudes rendent cette dégénérescence du plan-masse très difficile à briser à partir de l'effet de magnification de l'amas.

Bradač et al. (2004) ont eux considéré le cas où le *redshift* de chaque galaxie est connu et ont développé une méthode capable de lever complètement la dégénérescence. Cependant, ils ont également souligné le fait que leur approche n'est efficace que dans les zones à fortes densités. Autrement dit, une étude *weak lensing* seule n'est pas suffisante par manque d'information dans la zone centrale de l'amas. La solution consiste à inclure des informations externes telles que des données *strong lensing*. Dans Bradač et al. (2005b), ils exposent une méthode qui combine les 2 régimes et montrent que la connaissance des *redshifts* de chaque galaxie permet effectivement de résoudre le problème du plan-masse. En l'absence de données *strong lensing*, il pourrait être également profitable de combiner avec les données X . Ce point fait néanmoins partie des pistes à suivre dans le prolongement de cette thèse et n'a pas été encore exploré.

Comme toutes ces considérations ne sont valables que pour les approches non-paramétriques, il en résulte un argument supplémentaire à l'utilisation des masses déduites de l'ajustement des profils de cisaillement réduit qui ne fait pas intervenir le problème du plan-masse. Celui-ci ne sera donc plus abordé par la suite comme possible source d'erreurs.

Alors qu'un plan de masse aura des effets indétectables sur la déformation observée des galaxies d'arrière-plan, toute structure physique massive non homogène

située entre l'observateur et la source aura une influence plus ou moins considérable sur le cisaillement mesuré. 3 niveaux de projections sont à prendre en compte :

- triaxialité de l'amas de galaxies
- présence de sous-structures et amas secondaires
- structure à grande échelle sur la ligne de visée

L'estimation de la masse des amas avec les profils de cisaillement sous-entend de faire l'approximation de symétrie sphérique. Or il est assez intuitif de deviner qu'en cas d'une forte ellipticité du halo, cette approximation doit donner des résultats biaisés. Imaginons un amas ayant la forme d'un grain de riz. Selon l'angle sous lequel il est observé, le cisaillement mesuré peut être très différent : si l'axe majeur est proche de la ligne de visée, alors l'amas apparaîtra sur-dense avec un profil de cisaillement plus intense qu'un amas de masse similaire mais sphérique et donc sa masse sera surestimée. Avec l'axe majeur perpendiculaire à la ligne de visée, ça sera le contraire et la masse sera sous-estimée. Pour avoir une idée plus précise et plus quantitative il est intéressant de se pencher sur les résultats de simulations numériques d'amas. Meneghetti et al. (2010) ont investigué en profondeur la question de la morphologie des amas et son impact sur les estimations *weak lensing* de la masse. A partir d'amas issus de simulations hydrodynamiques et à N-corps (Saro et al. 2006) et sélectionnés pour leur morphologie particulière (triaxialité, sous-structures et sous-halos satellites), ils ont réalisé une étude statistique sur le résultat de l'ajustement NFW du profil de cisaillement mesuré selon divers angles d'observations. Leurs conclusions montrent que la triaxialité du halo de matière noire induit une dispersion d'environ 20% sur l'estimation de la masse 3D à R_{200} , valeur qui augmente pour des contrastes de densité plus élevés (valeur du même ordre de grandeur que l'erreur induite par la dispersion intrinsèque de l'ellipticité des galaxies lentillées). L'impact d'une sous-structure massive ou d'un halo secondaire proche peut également se révéler conséquent avec dans certains cas jusqu'à $\sim 50\%$ du sur- ou sous-estimation de la masse.

Corless & King (2007) ont obtenu des résultats similaires sur l'ajustement de profils NFW triaxiaux appliqués à des catalogues de galaxies lentillées simulant différentes configurations. Ils obtiennent le même facteur 50% pour l'estimation de la masse dans certains cas extrêmes et un facteur 2 en ce qui concerne le paramètre de concentration. L'intérêt d'avoir des cartes de masses 2D devient évident puisqu'elles fournissent un moyen de détecter une partie de ces cas extrêmes et donc de juger de la fiabilité de l'analyse 1D qui suppose des amas sphériques et isolés.

En ce qui concerne l'occurrence de la triaxialité dans les halos de matière noire, là encore de récentes simulations permettent de se faire une idée. Par exemple, Shaw et al. (2006) ont réalisé une étude statistique sur la morphologie d'un grand nombre de halos. Leurs résultats montrent que les halos sont en majorité prolates avec un rapport axe mineur sur axe majeur d'environ 0.7 (voir figure 4.19). Pour la dépendance de la morphologie des halos avec leur masse, ils trouvent que les halos les plus massifs sont moins sphériques. Ils ont également regardé l'impact des sous-structures sur la morphologie et trouvent que les halos deviennent plus prolates pour des fractions de masse contenue dans des sous-structures plus élevées. Pour ce qui est de cette fraction de masse contenue dans les sous-structures, ils trouvent une valeur médiane de 5.6% pour les halos virialisés et que celle-ci augmente avec la masse du halo. En effet, les halos les plus massifs sont ceux formés le plus tard et donc ont eu moins

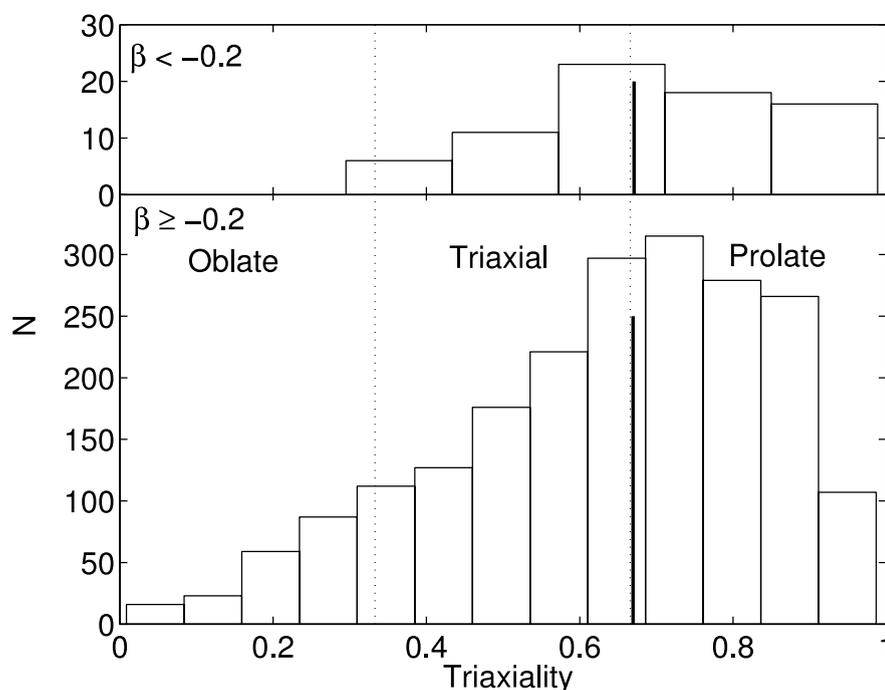


Fig. 4.19: Distribution des halos en fonction de leur triaxialité avec une distinction entre les objets virialisés (en bas) et ceux dynamiquement perturbés (en haut). Dans les 2 cas, la distribution tend clairement vers des halos prolates en forme de grain de riz (les 2 traits noirs représentent la médiane de la distribution). Figure tirée de Shaw et al. (2006).

de temps pour homogénéiser leur population de sous-halos. Ces 2 constatations expliquent donc l'augmentation de la triaxialité d'un halo avec sa masse.

Pour un travail sur échantillon d'amas supposé non-biaisé, la probabilité qu'un des objets fasse partie de ces cas extrêmes où l'erreur sur la masse *lensing* peut atteindre 50% n'est pas négligeable. La comparaison avec les résultats issus d'une analyse différente, analyse X en l'occurrence, va permettre d'isoler ces cas pour lesquels une étude morphologique plus poussée peut servir de vérification. La triaxialité des halos va aussi se répercuter en terme de dispersion sur l'étalonnage des lois d'échelle et représente donc une limitation forte sur l'utilisation des masses *lensing* seules pour réaliser une telle analyse.

Prenons l'exemple de l'amas A1689 pour lequel des résultats fortement incompatibles sont obtenus selon la technique employée. En effet, l'analyse X donne des masses inférieures d'un facteur 2 par rapport aux masses *lensing*, spécialement dans la région centrale de l'amas (Andersson & Madejski 2004; Lemze et al. 2008; Corless et al. 2009; Peng et al. 2009). A R_{200} , les résultats X et *weak lensing* sont eux relativement en bon accord mais les estimations X et *strong lensing* restent fortement incompatibles (table 12 de Peng et al. (2009) par exemple).

Plusieurs pistes ont été avancées pour tenter d'expliquer cet écart, en particulier les effets de projection. Peng et al. (2009) notent qu'avec un halo prolate de rapport d'axes de 0.6, la masse projetée X gagne un facteur 1.6 ce qui permet de retrouver les valeurs déduites d'une analyse *strong lensing*. Cependant cette triaxialité génère un excès en masse de 40% à large distance du centre. Riemer-Sørensen et al. (2009)

ont montré quant à eux que l'écart entre résultats X et *weak lensing* peut être réduit à condition d'exclure certaines zones de l'analyse (une sous-structure évidente notamment).

La différence X et *strong lensing* pourrait également s'expliquer par la présence de structure le long de la ligne de visée. Lokas et al. (2006) ont réalisé une étude dynamique d'environ 200 galaxies dans le champ d'A1689 et suggèrent la présence de telles structures non liées dynamiquement avec l'amas. Mais ces résultats sont réfutés par Lemze et al. (2009) qui trouvent uniquement une sous-structure mais de masse trop faible pour expliquer la différence X et *strong lensing*. La piste la plus sérieuse semble donc être la triaxialité d'Abell 1689 avec un alignement de l'axe principal proche de la ligne de visée.

Aux vues des résultats des simulations de Shaw et al. (2006), A1689 étant un amas massif, il est très probable qu'il soit fortement triaxial. D'autre part, la dispersion de vitesses élevée dans la zone centrale ($\sim 2100 \text{ km.s}^{-1}$) indique que le coeur de A1689 est complexe (Czoske 2004), une présence de sous-structure compatible avec une forte élongation le long de la ligne de visée. Les travaux de Oguri & Blandford (2009) montrent que de tels amas lentilles, appelés "super lentilles", on en général leur axe majeur aligné avec la ligne de visée, ayant ainsi une forme projetée circulaire et des concentrations apparentes $\sim 40 - 60\%$ plus élevées que pour des amas de même masse et *redshift* (et donc plus favorables la formation d'effet de lentille forte).

Inclure la triaxialité du halo dans l'estimation *lensing* de sa masse doit donc en théorie pouvoir réconcilier les différentes méthodes. Par exemple, Gavazzi (2005) montre qu'un halo prolate de rapport d'axes de 0.4 permet d'expliquer les écarts X et *lensing* pour l'amas MS2137-23. Pour ce qui concerne A1689, Oguri et al. (2005); Corless et al. (2009) ont utilisé un modèle de halo triaxial dans leur analyse *lensing*. Cependant, ils n'obtiennent pas de contraintes fortes sur la masse et encore moins sur la concentration qui reste trop grande par rapport aux prédictions d'un univers Λ CDM. Plus récemment, Morandi et al. (2010a) ont effectué une analyse combinée X et *strong lensing* pour ajuster A1689 (voir également Morandi et al. (2010b) sur l'amas MACS J1423.8+2404). Ils arrivent ainsi à réconcilier les 2 estimateurs, de même que la valeur de la concentration avec les prédictions de la relation $c(M)$.

Bien que la méthode d'ajustement du cisaillement par des modèles de halos triaxiaux existe (Corless & King 2007, 2008; Corless et al. 2009), elle souffre d'une augmentation non négligeable du nombre de paramètres libres ce qui ajoute une incertitude supplémentaire sur l'estimation de la masse (dégénérescence sur la morphologie du halo). Sont application est donc limitée, et plus encore pour l'étude d'un échantillon d'amas lointains.

La troisième source d'effets de projection brièvement mentionnée ci-dessus est la présence le long de la ligne de visée de structures à grande échelle, liée ou non gravitationnellement à l'amas (amas connecté à un filament par exemple). De nombreuses études basées sur différentes simulations numériques d'amas se sont penchées sur cette problématique (par exemple Cen (1997); Metzler et al. (2001); White et al. (2002)). Globalement, elles montrent que ces structures introduisent une augmentation de l'incertitude sur la détermination de la masse ainsi qu'un biais sur la mesure

de celle-ci pour les structures liées à l'amas.

Hoekstra (2001) a introduit de manière semi-analytique les effets des structures non liées gravitationnellement à l'amas dans les équations du *lensing*. Dans Hoekstra (2003), il étudie ses répercussions sur l'ajustement NFW des amas issus de simulations numériques. Il montre que la contribution totale des structures le long de la ligne de visée n'introduit pas de biais dans la mesure de la masse mais augmente seulement l'incertitude sur son estimation, en particulier avec la méthode non paramétrique qui utilise le signal de cisaillement dans les régions externes de l'amas. D'autre part, il constate que les amas les plus sensibles aux effets de ces structures à grande échelle sont ceux à bas *redshifts*. Pour des amas mi-distants, il en conclue que l'erreur commise sur la masse est dominée par l'incertitude liée à l'ellipticité intrinsèque des galaxies lentillées (table 2 de Hoekstra (2007)). Autrement dit, ces effets sont trop faibles pour s'en soucier dans le cas présent.

Pour résumer, l'analyse présentée dans ce chapitre va principalement nous fournir une estimation paramétrique de la masse des amas à partir de l'ajustement des profils de cisaillement. La source majeure d'incertitude va être l'ellipticité intrinsèque des galaxies et il n'est pas à exclure que certains amas de l'échantillon présentent une estimation *lensing* de la masse fortement biaisée à cause de leur morphologie ou bien de données de qualité limitée.

Chapitre 5

Résultats

Chacun des 11 amas de l'échantillon a été analysé selon la méthode décrite dans le chapitre précédent. Dans cette dernière partie du manuscrit, je présente des résultats globaux qui se regroupent en 2 catégories : la comparaison des différents estimateurs de masse et la corrélation de celle-ci avec les autres grandeurs d'un amas.

Comme le nombre d'amas étudié reste relativement faible, il est tentant de réaliser une analyse plus approfondie de chacun d'eux, notamment ceux qui présentent des morphologies complexes. Certains de ces résultats individuels sont disponibles en annexes. Pour chaque amas je donne son profil de cisaillement avec les meilleurs ajustements SIS et NFW, ses cartes de masse, luminosité optique et brillance de surface X , ainsi qu'une comparaison avec certains résultats trouvés dans la littérature.

5.1 Comparaison des estimateurs *lensing*

Nous avons vu que la masse *lensing* d'un amas de galaxies peut être estimée grâce à diverses méthodes : reconstruction paramétrique ou non, analyse à une ou 2 dimensions. Les avantages et inconvénients de chaque méthode ont déjà été évoqués et nous avons vu que les masses déduites de l'ajustement des profils de cisaillement sont *a priori* les plus précises et les plus robustes. Je présente néanmoins ici une comparaison de ces masses avec celles déduites de l'analyse non paramétrique à une dimension. Les masses obtenues avec `Lenstool` ou bien l'intégration des cartes de densités calculées avec `LensEnt2` ne sont pas utilisées dans ce qui suit.

5.1.1 Choix du modèle

La première comparaison qui peut être effectuée consiste à confronter les masses déduites de l'ajustement des profils de cisaillement soit par le modèle SIS, soit par le modèle NFW.

Nous avons vu que pour des raisons de résolution et d'incertitudes liées à la zone centrale, il est préférable d'ajuster le modèle NFW en fixant le paramètre de concentration à une valeur typique des amas de l'échantillon. Une relation $c(M, z)$ nous indique que la valeur $c_{200} = 4$ est idéale dans le notre cas.

Commençons donc par regarder l'impact de cette simplification sur la masse M_{200} . La

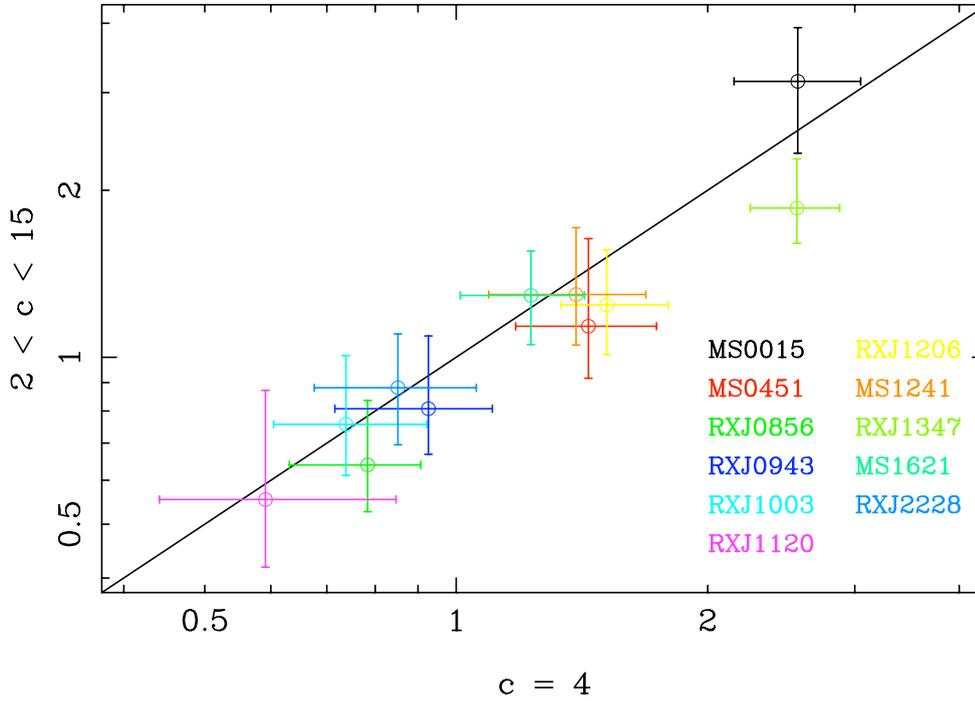


Fig. 5.1: Comparaison des masses M_{200} (exprimées en unité de $10^{15} M_{\odot}$) déduites de l’ajustement des profils de cisaillement par le modèle NFW en laissant la concentration libre dans un certain intervalle ($2 < c < 15$) ou en la fixant à une valeur typique ($c = 4$).

figure 5.1 montre ainsi la comparaison entre les 2 approches, le cas où c est considéré comme paramètre libre a une limite $2 < c < 15$. En pratique, dans certains cas, les données conduisent à des ajustements suffisamment dégénérés entre M_{200} et c pour avoir des valeurs de la concentration supérieures à 20 ce qui est irréaliste. D’où le choix de cete limitation.

On constate tout d’abord que, hormis RXJ1347, toutes les masses sont compatibles à 1σ , ce qui confirme que dans la majorité des cas, l’influence de la concentration n’est pas suffisamment forte pour influencer sur l’estimation de la masse par effet de lentille gravitationnelle (rapport moyen $\langle M_{200}^{2 < c < 15} / M_{200}^{c=4} \rangle = 0.93 \pm 0.14$). Le fait que les masses obtenues en laissant la concentration libre soient légèrement inférieures s’explique simplement par la valeur de la concentration correspondant aux meilleurs ajustements. Dans la plupart des cas, celle-ci atteint la limite inférieure de l’intervalle autorisé, $c = 2$, à cause du manque de contraintes sur la partie interne du profil de cisaillement. Or nous avons vu qu’il existe une dégénérescence $M_{200} - c$ sur la valeur du cisaillement réduit g . Celle-ci implique qu’à une concentration plus petite correspond un M_{200} plus petit dans les régions les plus éloignées du centre (figure 4.18), là où le profil a le plus de poids statistique (proche du centre, c’est l’inverse, à un c plus grand correspond à une masse plus petite). En fixant $c = 4$, on limite alors cet effet, d’où des masses légèrement supérieures.

Cette dégénérescence se traduit également par une augmentation de l’intervalle en M_{200} correspondant aux meilleurs ajustements et donc des barres d’erreurs statistiques : le rapport moyen des erreurs relative vaut $\langle (\sigma_M/M)^{c=4} / (\sigma_M/M)^{2 < c < 15} \rangle = 0.77 \pm 0.1$. Le fait de fixer la concentration nous permet de gagner près de 25%

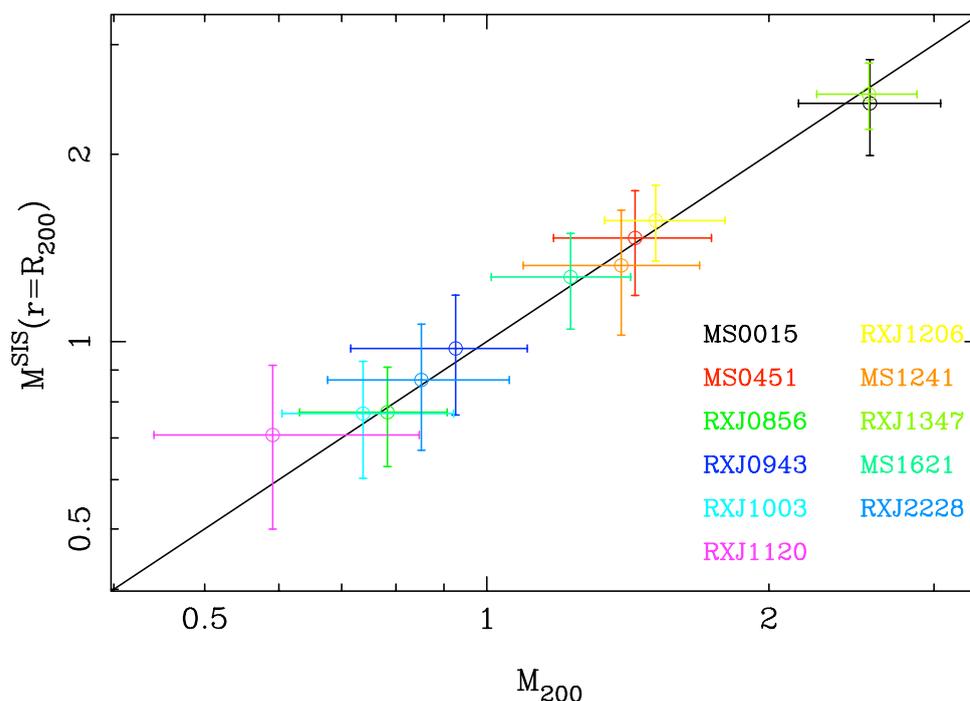


Fig. 5.2: Comparaison des masses M_{200} et masses SIS intégrées dans R_{200} (exprimées en unité de $10^{15} M_{\odot}$) déduites de l'ajustement des profils de cisaillement.

en précision sur l'estimation de la masse (et c'est bien en précision que l'on gagne étant donné que nous venons de voir que les masses obtenues avec $c = 4$ sont certes supérieures en moyenne mais $< 10\%$).

On peut donc conclure de cette première comparaison qu'il est avantageux de fixer le paramètre de concentration, au risque de biaiser quelque peu l'estimation de la masse pour les amas ayant des concentrations extrêmes qui, en moyenne, sont des cas marginaux.

Maintenant que nous nous sommes assurés qu'ajuster le modèle NFW avec un seul paramètre libre n'introduit pas d'effet systématique fort et au contraire améliore la précision des contraintes, on peut comparer les masses M_{200} avec celles déduites du profils SIS (figure 5.2)

$$\begin{aligned}
 M_{SIS}(r = R_{200}) &= \int_{V_{200}} \rho_{SIS}(r) dV \\
 &= 4\pi \int_0^{R_{200}} \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2} r^2 dr \\
 &= \frac{2\sigma_v^2}{G} R_{200}
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Avec un rapport moyen $\langle M_{SIS}(r = R_{200})/M_{200} \rangle = 1.02 \pm 0.06$ et une valeur similaire en R_{500} , on en déduit que nos données ne permettent pas réellement de distinguer entre les modèles SIS et NFW. Là encore, cela est dû principalement au manque de contraintes dans la zone centrale. Les profils de cisaillement sont en effet les plus précis dans les régions intermédiaires, là où la pente logarithmique du profil

NFW vaut ~ -2 , soit la valeur du modèle SIS. D'autre part, en fixant le paramètre de concentration (son paramètre de forme), l'ajustement du modèle NFW revient à estimer sa normalisation (son paramètre d'échelle), $\propto M_{200}^{1/3}$ en première approximation, de la même manière que pour le modèle SIS. Dans les 2 cas, le cisaillement nous autorise à contraindre seulement la masse totale mais pas sa distribution radiale. On remarquera également que les précisions sur la masse déduites des 2 modèles sont équivalentes, rapport moyen de 1.00 ± 0.06 sur les erreurs relatives.

Les modèles SIS et NFW aboutissent donc dans notre cas à des résultats équivalents sur la masse des amas, contrairement aux prédictions théoriques selon lesquelles la matière au sein des amas de galaxies suit une distribution proche du modèle NFW et non celle d'une SIS. Cependant, on peut se convaincre facilement que l'effet observé ici n'est qu'une conséquence de l'étude d'amas à hauts *redshifts*.

En effet, d'autres travaux menés sur des amas de galaxies à des *redshifts* moins élevés montrent clairement un désaccord entre les masses SIS et NFW. Par exemple Okabe et al. (2010a) ont effectué la même comparaison sur 22 amas de l'échantillon *LoCuSS*, situés à des *redshifts* $0.15 \leq z \leq 0.3$. Bien que 13 de leurs 22 amas ont des masses SIS et NFW compatibles, en moyenne leur masses SIS sont $\sim 20\%$ plus petites que les masses NFW. Les auteurs expliquent cela grâce à l'analyse de profils de cisaillement moyennés sur plusieurs amas afin d'augmenter la précision statistique de l'ajustement. Ils montrent ainsi que le modèle NFW est clairement favorisé par rapport à la sphère isotherme singulière en terme de qualité de l'ajustement. Les écarts qu'ils observent en terme de masse correspondent alors selon eux à la différence de forme entre les profils de cisaillement SIS et NFW (voir leur figure 8). On pourra retenir que dans notre cas, on ne peut faire de distinction sur la distribution radiale de densité d'une manière paramétrique et que le signal de cisaillement mesuré nous autorise seulement à estimer la masse totale de l'amas dans un rayon donné. Le *redshift* élevé des amas étudiés ici réduit suffisamment la densité de galaxies sources disponibles ainsi que la résolution angulaire du profil de cisaillement. Cela s'ajoute aux effets de lentille forte dans la zone centrale et ne permet pas au final d'avoir des contraintes fortes sur le signal de cisaillement proche de son centre, là où les différences entre un profil SIS et NFW sont les plus importantes. L'analyse sera cependant focalisée sur les résultats de l'ajustement du profil NFW afin d'avoir des masses directement comparables avec d'autres études.

5.1.2 Analyse paramétrique ou non paramétrique

Nous venons de voir que l'approche paramétrique nous limite à une estimation de la masse totale. Sans forcément chercher à déterminer un profil de masse ou de densité plus précis, on peut regarder ce qu'il advient de l'estimation de cette masse lorsqu'on s'affranchit de toute paramétrisation. La statistique ζ_c nous permet cela, même si les masses déduites sont des masses projetées, et donc pas comparables de façon directe aux masses paramétriques M_{200}^{3D} .

Commençons tout d'abord par rappeler que la statistique ζ_c donne une estimation de la masse minorée par une constante qui correspond à la densité moyenne dans la zone externe d'intégration $r_2 < r < r_M$. Nous avons vu qu'il est possible de faire l'hypothèse selon laquelle ce terme est négligeable et donc non corrigé, mais aussi

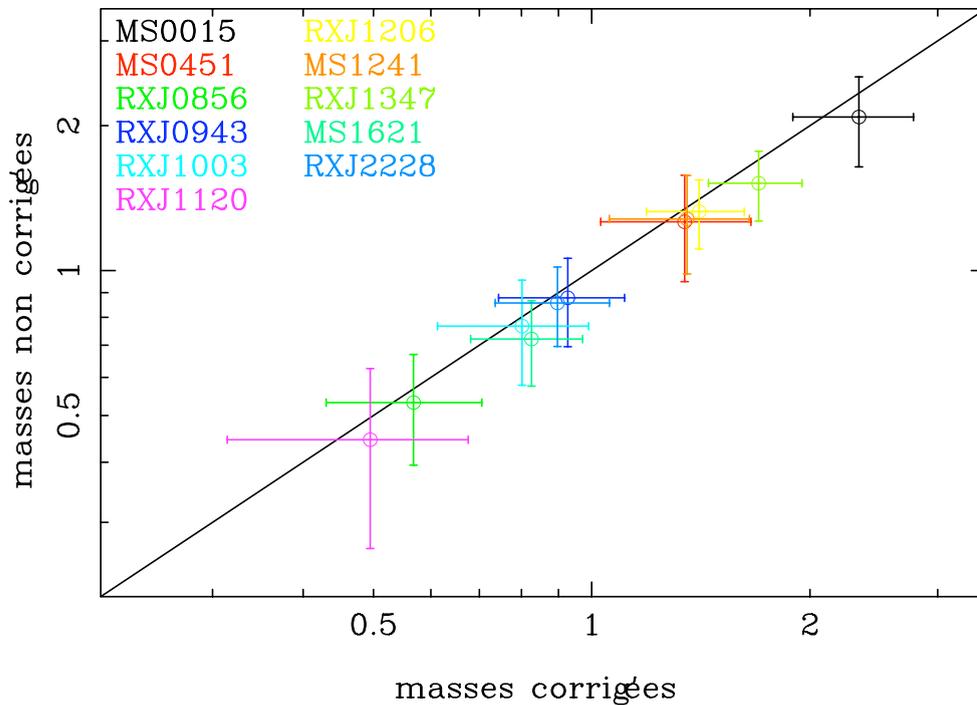


Fig. 5.3: Comparaison des masses projetées (en unité de $10^{15} M_{\odot}$, intégrées jusqu'en R_{200}) issues de la statistiques ζ_c en ayant corrigé ou non de la densité moyenne de l'anneau externe $r_2 < r < r_M$ estimée à partir du meilleur M_{200} et $c = 4$.

qu'il peut être estimé à partir des résultats de l'ajustement paramétrique. La figure 5.3 présente la comparaison entre les masses déduites avec ou sans la prise en compte de ce terme.

Les masses ont été déterminées en utilisant pour les 2 rayons d'intégrations $r_2 = r_{max}$ et $r_M = r_2 + 5'$, où r_{max} est le rayon utilisé comme borne supérieure lors de l'ajustement des profils de cisaillement. Augmenter r_2 revient à inclure dans le calcul une partie du profil mal contrainte, le réduire implique une diminution de l'intervalle disponible pour réaliser l'intégrale ζ_c .

Comme on peut le constater sur la figure 5.3, les différences entre les 2 méthodes restent minimales, avec en moyenne $\langle M_{corr}/M \rangle = 1.08 \pm 0.03$, soit des masses $\sim 8\%$ plus grandes lorsque l'on corrige l'estimation de la densité moyenne dans l'anneau externe. L'absence de cas pour lesquels il y aurait une grande différence entre les 2 estimations témoigne de l'absence de structure suffisamment massive pour perturber de manière significative le cisaillement dans la zone externe. L'hypothèse de supposer que la seule masse présente dans cette région est celle associée à l'amas est donc *a priori* validée (cependant l'utilisation de quantités moyennées autour de l'amas ne permet pas d'exclure la présence de structures locales).

Le rapport moyen de 1.08 calculé ici est obtenu avec $c = 4$ pour tous les amas. L'estimation de la masse dans l'anneau externe dépend de la concentration utilisée pour effectuer la projection. Avec $c = 2$ j'obtiens une correction moyenne d'environ 11% et 5% pour $c = 8$: la concentration n'influence que relativement peu la masse ζ_c , avec des variations inférieures à l'erreur statistique typique $\sim 20\%$. Cela signifie que les rayons r_2 et r_M sont suffisamment loin du centre de l'amas pour négliger

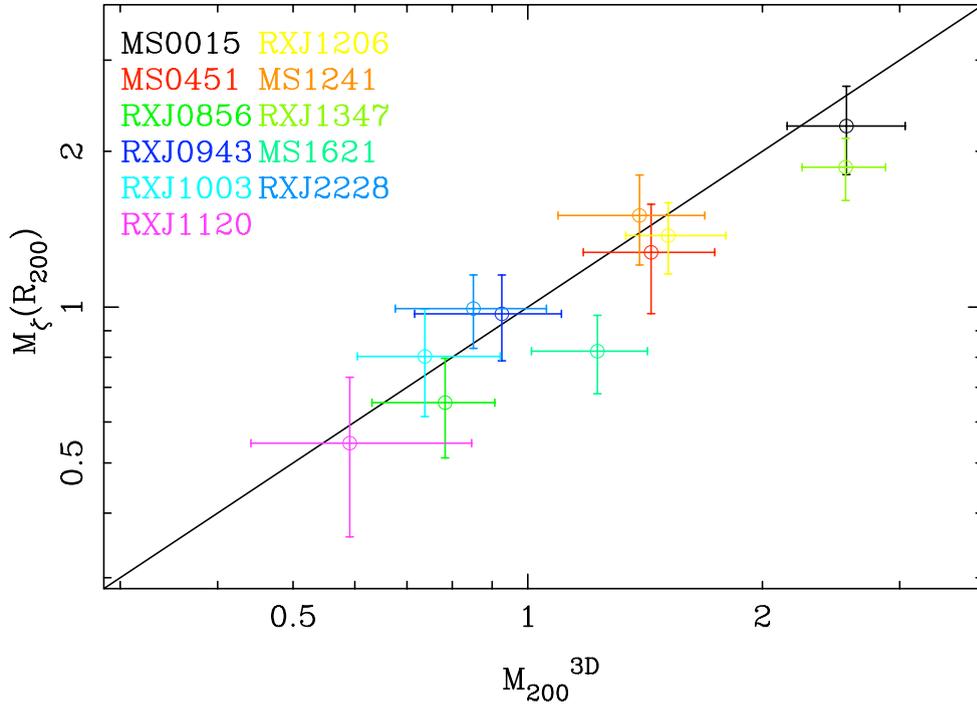


Fig. 5.4: Comparaison des masses projetées (en unité de $10^{15} M_{\odot}$, calculées en R_{200}) issues de la statistique ζ_c avec les masses 3D M_{200} estimées à partir des ajustements NFW.

l'impact de la concentration, mais assez proches pour que la masse contenue dans l'anneau externe influence à hauteur d'environ 10% l'estimation finale selon que l'on corrige ou non celle-ci.

Comparer les masses non paramétriques avec les masses issues de l'ajustement des profils de cisaillement nécessite une étape de projection ou déprojection selon que l'on veut comparer des masses cylindriques ou sphériques. En effet, les masses projetées le long de la ligne de visée de la statistique ζ_c doivent être plus grandes que les M_{200} tri-dimensionnelles, et ce d'autant plus que l'on se rapproche du centre de l'amas. Dans un premier temps j'ai donc examiné ce rapport pour chacun des amas (figure 5.4).

Comme on peut le constater, 7 des 11 amas ont des masses projetées inférieures aux masses 3D, contrairement à ce qui est attendu. Le rapport moyen de $\langle M_{\zeta}/M_{200} \rangle = 0.93 \pm 0.15$ montre qu'on a clairement un problème.

Si l'on admet comme paramètre de concentration typique des amas de l'échantillon $c_{200} = 4$, on peut convertir les M_{200} en masses projetées et les comparer aux masses ζ_c . Cela donne un rapport moyen $\langle M_{\zeta}/M_{200}^{2D} \rangle = 0.73 \pm 0.12$: les masses non paramétriques sont $\sim 25\%$ inférieures aux masses 2D NFW malgré des erreurs relatives équivalentes.

La question est donc de savoir pourquoi et dans quelle mesure les masses ζ_c sont sous-estimées et/ou les M_{200} sphériques surestimées. Pour essayer d'y voir plus clair, on peut réaliser la même comparaison à un rayon plus proche du centre de l'amas. On dispose alors d'un intervalle de rayons plus grand pour le calcul de l'intégrale ζ_c et on peut donc espérer obtenir des estimations plus robustes. En me plaçant à R_{500} ,

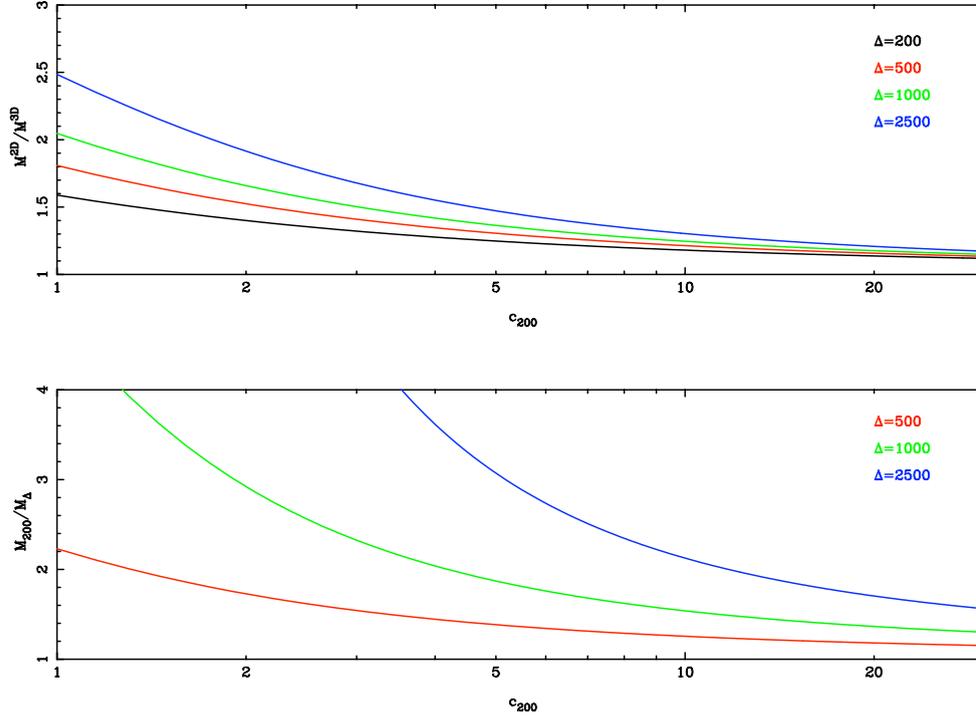


Fig. 5.5: Influence du paramètre de concentration c_{200} sur le rapport entre masse cylindrique et masse sphérique (partie supérieure) ainsi que sur le rapport entre la masse virielle M_{200} et la masse prise à un contraste de densité Δ différent (partie inférieure).

j'obtiens $\langle M_{\zeta}/M_{500} \rangle = 1.07 \pm 0.16$ et $\langle M_{\zeta}/M_{500}^{2D} \rangle = 0.79 \pm 0.12$: les masses projetées ne sont toujours pas significativement supérieures aux masses sphériques et sont compatibles avec les masses M_{500}^{2D} à seulement 1.75σ . Le fait que la situation soit légèrement meilleure qu'en R_{200} (masses compatibles à 2.25σ) suggère néanmoins que les masses ζ_c sont sous-estimées de manière générale. Les raisons peuvent être multiples : moins de points d'intégrations, signal de cisaillement moins fort, influence des structures distantes de l'amas, ...

Bien entendu, la comparaison de masses sphériques et cylindriques va dépendre du paramètre de concentration utilisé pour la projection. Aussi, plusieurs tests ont montré que les variations obtenues grâce à l'influence de c sur les transformations $M_{200} - M_{200}^{2D}$, $M_{200} - M_{500}$ et $M_{500} - M_{500}^{2D}$ (voir figure 5.5) permettent d'obtenir un meilleur accord, notamment en R_{500} là où l'impact de la concentration se fait plus grand. Si on ajoute à cela le fait que ces masses 2D sont mesurées sur la partie externe du profil de cisaillement là où le signal est le plus faible, l'hypothèse la plus probable est donc qu'elles sont sous-estimées par rapport aux masses paramétriques et non l'inverse.

5.1.3 Résumé des contraintes

Pour chaque amas je dispose donc d'une estimation de M_{200} et σ_v . De ces 2 valeurs sont déduites les masses M_{500} , les masses projetées M_{200}^{2D} et M_{500}^{2D} , les rayons correspondants R_{200} et R_{500} , ainsi que le rayon d'Einstein θ_E , même si cette dernière quantité est à manipuler avec précautions car elle dépend de la distribution en

Tab. 5.1: Résultats de l’ajustement des profils de cisaillement par le modèle NFW avec $c = 4$ et le modèle SIS. Le modèle SIS donne la dispersion de vitesse σ_v et le rayon d’Einstein θ_E . Le modèle NFW permet d’estimer masse et rayon au contraste de densité voulu, ici en $\Delta = 200$ et $\Delta = 500$.

Amas	M_{200} ($10^{15} h_{70}^{-1} M_{\odot}$)	M_{500} ($10^{15} h_{70}^{-1} M_{\odot}$)	σ_v (km.sec $^{-1}$)	θ_E (")	R_{200} (h_{70}^{-1} kpc)	R_{500} (h_{70}^{-1} kpc)
MS0015	$2.56^{+0.49}_{-0.41}$	$1.77^{+0.34}_{-0.29}$	1492^{+86}_{-90}	$16.9^{+1.8}_{-2.1}$	2331^{+134}_{-134}	1519^{+87}_{-87}
MS0451	$1.44^{+0.30}_{-0.26}$	$1.00^{+0.21}_{-0.18}$	1282^{+74}_{-89}	$12.9^{+1.5}_{-1.7}$	1919^{+123}_{-124}	1251^{+80}_{-81}
RXJ0856	$0.78^{+0.12}_{-0.15}$	$0.54^{+0.09}_{-0.11}$	1002^{+54}_{-68}	$11.4^{+1.1}_{-1.6}$	1648^{+81}_{-116}	1074^{+53}_{-75}
RXJ0943	$0.93^{+0.18}_{-0.21}$	$0.64^{+0.12}_{-0.15}$	1089^{+62}_{-98}	$12.9^{+1.6}_{-2.2}$	1768^{+94}_{-156}	1152^{+62}_{-102}
RXJ1003	$0.74^{+0.18}_{-0.13}$	$0.51^{+0.13}_{-0.09}$	988^{+68}_{-74}	$10.4^{+1.5}_{-1.5}$	1688^{+92}_{-145}	1100^{+60}_{-94}
RXJ1120	$0.59^{+0.26}_{-0.15}$	$0.41^{+0.18}_{-0.10}$	1021^{+93}_{-108}	$6.6^{+1.4}_{-1.3}$	1459^{+131}_{-153}	951^{+85}_{-100}
MACSJ1206	$1.51^{+0.28}_{-0.18}$	$1.05^{+0.19}_{-0.12}$	1287^{+53}_{-63}	$17.2^{+1.5}_{-1.6}$	2031^{+114}_{-86}	1324^{+74}_{-56}
MS1241	$1.39^{+0.30}_{-0.30}$	$0.96^{+0.20}_{-0.21}$	1229^{+105}_{-86}	$11.9^{+1.9}_{-1.7}$	1885^{+127}_{-145}	1229^{+82}_{-95}
RXJ1347	$2.56^{+0.32}_{-0.31}$	$1.77^{+0.22}_{-0.21}$	1496^{+56}_{-64}	$22.8^{+1.8}_{-1.9}$	2399^{+98}_{-100}	1564^{+64}_{-65}
MS1621	$1.23^{+0.20}_{-0.22}$	$0.85^{+0.14}_{-0.15}$	1199^{+62}_{-81}	$15.7^{+1.7}_{-2.0}$	1899^{+97}_{-119}	1237^{+63}_{-77}
RXJ2228	$0.85^{+0.21}_{-0.18}$	$0.59^{+0.14}_{-0.12}$	1053^{+80}_{-83}	$12.4^{+2.1}_{-1.8}$	1684^{+129}_{-123}	1097^{+84}_{-80}

redshifts des galaxies utilisées lors de l’analyse *lensing*.

Même si leur valeurs sont discutables, j’ai également pour chaque amas une estimation des masses non paramétriques intégrées dans les rayons R_{200} et R_{500} , calculées grâce à la statistique ζ_c corrigées de l’anneau externe.

Les valeurs de R_{200} de l’analyse *lensing* 1D donnent quant à elles accès à la richesse et à la luminosité optique de l’amas, calculées avec les galaxies de la séquence de elliptiques.

Toutes ces valeurs sont regroupées dans les tables 5.1, 5.2 et 5.3. Je tiens à préciser ici que les erreurs associées sont uniquement des erreurs statistiques. En toute rigueur, il aurait fallu également tenir compte des limitations présentées en fin du chapitre précédent. Par exemple, il faudrait ajouter quadratiquement les dispersions dues aux effets de projections ou l’incertitude sur la valeur du facteur géométrique (soit multiplier par un facteur $\sim \sqrt{2}$ les valeurs données ici). Cependant ce sont des erreurs systématiques et donc leur effet est global sur l’échantillon et ne va pas influencer la comparaison avec les résultats X ou bien la calibration des lois d’échelle, bien qu’elles représentent une source supplémentaire de dispersion.

Tous les résultats ont été calculés dans une cosmologie Λ CDM standard avec $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $w = -1$ et $H_0 = 70$ km.sec $^{-1}$ Mpc $^{-1}$

5.2 Comparaison des masses X et *lensing*

Maintenant que nous disposons de nos masses *lensing*, on va pouvoir les comparer aux masses obtenues à partir des données de XMM-Newton. L’analyse X telle qu’elle a été réalisée fournit pour chaque amas, en plus d’une estimation de sa température et de sa luminosité X , un profil de masse non projetée et non pa-

Tab. 5.2: Masses cylindriques obtenues grâce à la statistiques ζ_c intégrées dans R_{200} et R_{500} . Sont également présentées les masses NFW projetées.

Amas	M_{200}^{2D} ($10^{15}h_{70}^{-1}M_{\odot}$)	$M_{\zeta_c}(R_{200})$ ($10^{15}h_{70}^{-1}M_{\odot}$)	M_{500}^{2D} ($10^{15}h_{70}^{-1}M_{\odot}$)	$M_{\zeta_c}(R_{500})$ ($10^{15}h_{70}^{-1}M_{\odot}$)
MS0015	$3.27^{+0.62}_{-0.53}$	2.24 ± 0.43	$2.39^{+0.45}_{-0.38}$	1.88 ± 0.29
MS0451	$1.84^{+0.38}_{-0.33}$	1.28 ± 0.30	$1.34^{+0.28}_{-0.24}$	0.80 ± 0.19
RXJ0856	$1.00^{+0.16}_{-0.19}$	0.65 ± 0.14	$0.73^{+0.12}_{-0.14}$	0.53 ± 0.09
RXJ0943	$1.18^{+0.23}_{-0.27}$	0.97 ± 0.18	$0.86^{+0.17}_{-0.20}$	0.77 ± 0.12
RXJ1003	$0.94^{+0.23}_{-0.17}$	0.80 ± 0.19	$0.69^{+0.17}_{-0.12}$	0.73 ± 0.12
RXJ1120	$0.75^{+0.33}_{-0.19}$	0.55 ± 0.19	$0.55^{+0.24}_{-0.14}$	0.45 ± 0.11
MACSJ1206	$1.93^{+0.36}_{-0.23}$	1.37 ± 0.22	$1.41^{+0.26}_{-0.17}$	1.12 ± 0.14
MS1241	$1.78^{+0.38}_{-0.38}$	1.50 ± 0.30	$1.30^{+0.27}_{-0.28}$	1.15 ± 0.19
RXJ1347	$3.27^{+0.41}_{-0.39}$	1.86 ± 0.26	$2.38^{+0.30}_{-0.29}$	1.68 ± 0.18
MS1621	$1.57^{+0.25}_{-0.28}$	0.82 ± 0.14	$1.14^{+0.18}_{-0.20}$	0.86 ± 0.11
RXJ2228	$1.09^{+0.26}_{-0.22}$	0.99 ± 0.16	$0.79^{+0.19}_{-0.16}$	0.56 ± 0.10

Tab. 5.3: Grandeurs optiques des amas : richesse et luminosité intégrées sur le catalogue des galaxies de la séquence des elliptiques à l'intérieur de R_{200} (dédit de l'analyse *lensing*). Les luminosités sont en unités de $10^{10}h_{70}^{-2}L_{\odot}$.

Amas	N_{200}	L_{200} ($10^{10}h_{70}^{-2}L_{\odot}$)	L_{BCG} ($10^{10}h_{70}^{-2}L_{\odot}$)
MS0015	57 ± 8	354 ± 9	20.56 ± 0.09
MS0451	32 ± 6	261 ± 6	16.41 ± 0.06
RXJ0856	22 ± 5	134 ± 2	15.70 ± 0.03
RXJ0943	57 ± 8	419 ± 12	17.92 ± 0.02
RXJ1003	20 ± 5	183 ± 11	24.74 ± 0.05
RXJ1120	26 ± 5	172 ± 9	24.86 ± 0.30
MACSJ1206	72 ± 8	551 ± 6	27.45 ± 0.05
MS1241	28 ± 5	190 ± 7	14.36 ± 0.04
RXJ1347	46 ± 7	373 ± 5	32.64 ± 0.07
MS1621	36 ± 6	231 ± 9	18.64 ± 0.04
RXJ2228	73 ± 11	499 ± 47	18.24 ± 0.05

ramétrique. Afin de pouvoir effectuer la comparaison avec les résultats *lensing*, chacun de ces profils a été ajusté par le modèle NFW. Du fait de la résolution de la zone centrale (de l'ordre de $15''$ à 1 keV), les données permettent d'estimer le paramètre de concentration, contrairement à l'analyse *lensing*. D'autre part, comme l'émission X décroît rapidement avec le rayon (car proportionnelle au carré de la densité du gaz), les profils de température ne peuvent être mesurés jusqu'à R_{200} . L'ajustement des profils de masse est donc réalisé en terme de (M_{500}, c_{500}) afin d'éviter toute extrapolation.

Il existe un certain nombre de travaux sur la comparaison des estimateurs X et *lensing* (*weak* ou *strong*) : par exemple Miralda-Escude & Babul (1995); Wu &

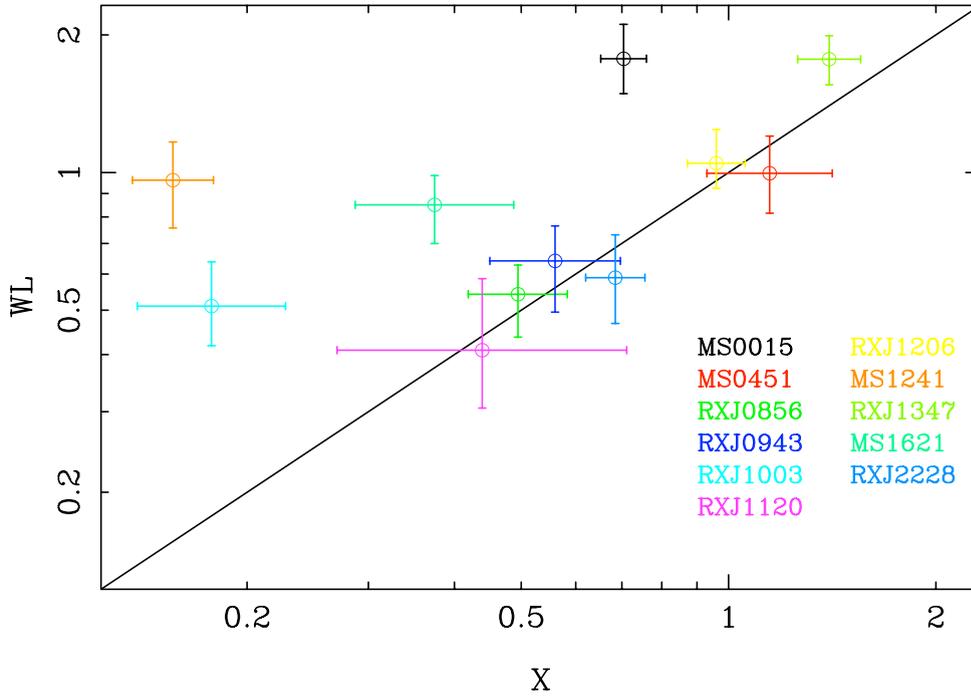


Fig. 5.6: Comparaison des masses M_{500}^X déduites de l’ajustement des profils de masse non paramétriques et des M_{500}^{WL} déduites de l’ajustement des profils de cisaillement.

Fang (1996); Allen (1998); Zhang et al. (2008, 2010); Mahdavi et al. (2008); Richard et al. (2010). Pourtant, dans la plupart des cas, ces études compilent des résultats sur des amas spécifiques et non sur des échantillons cohérents, ce qui introduit nécessairement un biais sur les résultats globaux. La nouveauté apportée par mon travail se situe principalement à ce niveau puisqu’il se base sur un échantillon d’amas construit de manière à être représentatif et non biaisé, et analysé de manière similaire pour tous les amas. De plus, ceux-ci sont à des *redshifts* relativement élevés, ce qui est également novateur. L’étude probablement la plus à même à être comparée à mon étude est celle menée par Zhang et al. (2010) sur les amas de l’échantillon *LoCuSS* situés à des *redshifts* plus petits.

5.2.1 Résultats

La figure 5.6 présente la comparaison des masses M_{500}^X et *lensing* pour les 11 amas de l’échantillon.

On peut constater tout d’abord que l’accord entre les 2 estimateurs est loin d’être parfait pour tous les amas et une nette dispersion est visible. 5 amas ont une masse *lensing* supérieure à la masse X , dont 4 de manière prononcée. Pour les 6 autres amas, les 2 estimations sont compatibles dans une limite de 1σ . 3 d’entre eux ont une masse X inférieure à la masse *lensing*, les 3 autres ont une masse X supérieure.

En terme de rapport moyen, on obtient en $\Delta = 500$:

$$\begin{aligned} \langle M_{WL}/M_X \rangle &= 1.92 \pm 1.51 \\ \langle (M/\sigma_M)_X \rangle &= 6.9 \pm 3.3 \\ \langle (M/\sigma_M)_{WL} \rangle &= 5.3 \pm 1.3 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Le rapport des masses est très dispersé ce qui rend sa valeur moyenne peu significative pour mettre en lumière un biais systématique entre les 2 méthodes. D'autre part, on constate que les masses X sont en moyenne mieux contraintes que les masses *lensing*, ce qui favorise leur utilisation pour contraindre les lois d'échelles.

La question est donc de savoir pourquoi certains amas ont des masses si incompatibles. Une étude plus approfondie au cas par cas permet d'obtenir plus d'informations (voir annexes). Par exemple, MS0016 semble être en connexion avec une structure à grande échelle si l'on se base sur la distribution des galaxies autour de l'amas (Tanaka et al. 2009). Cette structure est également présente sur la carte de masse *lensing*, ce qui peut donc potentiellement affecter l'estimation de la masse de cet amas par effet de lentille gravitationnelle (contrairement à l'analyse X qui utilise un champ de vue plus réduit). Cela sera d'autant plus vrai si la structure est allongée dans la direction de la ligne de visée puisque le *lensing* est sensible à la masse projetée. Si cette structure ne possède pas d'émission X suffisamment grande, elle n'affectera pas l'estimation hydrostatique de la masse du halo principal. Des effets de projections similaires à ceux évoqués au chapitre précédent pour l'amas A1689 peuvent *a priori* expliquer cet écart entre les 2 méthodes, écart observé également par exemple par Hoekstra (2007) qui obtient une masse *lensing* $M_{200} = 2.7^{+9.0}_{-8.4} \times 10^{15} h_{100}^{-1} M_{\odot}$.

Pour RXJ1347, nous avons vu plus haut que la masse obtenue avec $c = 4$ est plus élevée d'environ $\sim 25\%$ que celle obtenue avec c libre. Cette dernière est en fait égale à l'estimation X : la différence observée ici n'est *a priori* qu'une conséquence de la méthode d'ajustement. Cet amas n'est donc finalement pas problématique, même si d'autres études ont relevé une certaine inconsistance entre les estimations X , *lensing* et dynamique en particulier au centre de l'amas (voir annexes et Cohen & Kneib (2002); Gitti et al. (2007) par exemple). En effet, cet amas est probablement en phase de fusion comme le laisse suggérer la présence de 2 galaxies cD en son centre ainsi qu'une variation importante de la température. Une sous-structure est également observée dans la partie sud-est et témoigne d'une fusion récente ou en cours de route (Gitti et al. 2007). Notre estimation *lensing* de la masse de cet amas est en accord avec les résultats récents de Bradač et al. (2008) qui obtiennent également des masses X et *lensing* cohérentes entre elles. Leur ajustement NFW donne $r_s = 350 \pm 100$ kpc avec $c = 6$, soit une masse $M_{200} \sim 2 \times 10^{15} M_{\odot}$ compatible avec notre valeur $M \sim 1.8 \times 10^{15}$ avec c libre et proche de l'estimation $M_{200} = 2.56 \pm 0.3$ avec $c = 4$.

MS1241 a quant à lui un profil de cisaillement très bruité et ponctué par des zones où le signal est nul. Cela rend naturellement plus que douteuse son estimation *lensing* de la masse. Cet amas a en effet les masses les plus incompatibles avec $M_{WL}/M_X \sim 6.2$. Le manque d'observations sur cet amas et l'absence dans la littérature d'autres estimations *lensing* ne permet pas de complètement statuer sur la qualité de notre

estimation *weak lensing*. D'autre part, si l'on regarde la répartition spatiale des galaxies elliptiques de cet amas, on constate que celle-ci est loin d'être parfaitement sphérique avec une seule composante majeure. On peut faire le même constat sur la carte de masse non paramétrique dont le centre est loin d'être dominé par une composante sphérique et lisse. La carte de brillance de surface X révèle également une forme globalement elliptique, étirée dans la direction nord-sud avec la présence d'une légère composante supplémentaire au halo principal, au sud de celui-ci. On peut donc faire l'hypothèse que cet amas n'est pas en équilibre dynamique et que sa masse X est potentiellement sous-estimée.

RXJ1003 et MS1621 sont semblables à MS1241 pour ce qui est de leur distribution des galaxies elliptiques. RXJ1003 présente clairement 2 groupes distincts séparés de seulement $145''$, soit environ 800 kpc (aussi présents sur la carte de brillance de surface X). Cela ouvre la possibilité à une phase de fusion et donc à une estimation hydrostatique de la masse biaisée. Le pic de la carte de masse semble être localisé entre ces 2 groupes même si cela est potentiellement dû à un manque de résolution de la carte qui est lissée avec une ICF de largeur $150''$. Le pic d'émission X se situe quant à lui sur le groupe le plus lumineux alors que la galaxie la plus brillante est située dans le second (les 2 BCG ont cependant des luminosités comparables).

Pour MS1621, la carte de masse *lensing* présente un certain décalage par rapport à la carte de luminosité optique et celle de brillance de surface X qui ont le même centre. Cela laisse supposer un problème avec l'analyse *lensing* pour cet amas, même si un épisode de fusion de 2 sous-amas peut engendrer de tels écarts puisque durant la phase de fusion l'émission X ne suit pas la distribution de matière noire (voir par exemple le *bullet - cluster*, Bradač et al. (2006)). Une telle probabilité d'un état dynamique perturbé est renforcée par la présence d'une seconde structure à $\sim 350''$ (soit $\sim 2\text{Mpc}$) du centre de l'amas, structure détectée sur la carte de brillance de surface X et sur la carte de luminosité. Notre estimation *lensing* de la masse $M_{200} = 1.23 \pm 0.2 \times 10^{15} M_{\odot}$ est par ailleurs en accord avec la valeur obtenue par Hoekstra (2007), $M_{200} \simeq 1.47 \pm 0.5 \times 10^{15} M_{\odot}$.

Au final, 7 des 11 amas de l'échantillon ont des masses X et *lensing* plutôt en bon accord. Cela est d'autant plus vrai si on considère les 4 amas qui posent problèmes comme des cas particuliers et qu'on calcule le rapport des masses sans eux puisqu'on obtient $\langle M_{WL}/M_X \rangle = 1.04 \pm 0.14$, soit un accord dans une limite de 1σ entre les 2 estimateurs. Un tel rapport ne permet donc pas de statuer sur la présence de systématiques associées à l'une ou l'autre des 2 méthodes. Les écarts importants observés pour les 4 amas problématiques sont probablement dus en majeure partie à des états dynamiquement perturbés par des épisodes récents ou présents de fusion de sous-structures avec le halo principal. Ces amas aux morphologies complexes mettent à mal l'hypothèse hydrostatique qui donne une estimation de la masse inférieure à l'estimation *lensing*.

Jusqu'ici, nous avons confronté les masses en $\Delta = 500$, afin de ne pas extrapoler le profil de masse X . Cependant, cela suppose de convertir les M_{200} *lensing* en M_{500} , transformation qui dépend de la concentration de l'amas (cf figure 5.5). Or, bien que l'ajustement des profils de cisaillement n'a pas révélé d'influence forte du paramètre de concentration sur M_{200} , on peut se demander dans quelle mesure la comparaison

X et *lensing* va dépendre de celui-ci.

Sur la figure 5.5, la courbe rouge de la partie inférieure représente ce rapport $M_{200}/M_{500} = f(c_{200})$. Comme on peut le constater, si on prend comme référence $c = 4$ pour laquelle $M_{200}/M_{500} \simeq 1.45$, alors des valeurs de c relativement "extrêmes" donnent un rapport de $\simeq 1.72$ pour $c = 2$ et $\simeq 1.18$ pour $c = 20$, soit une différence relative de $\pm 18.5\%$ par rapport au cas $c = 4$. En jouant sur c on peut donc faire varier les masses de plus ou moins 20% lors du passage d'un rayon à un autre, une valeur de l'ordre de grandeur de leur incertitude. Cela peut éventuellement permettre de modifier la dispersion autour du rapport moyen $M^X/M^{lensing}$ mais les cas les plus problématiques le resteront malgré ces ajustements.

Si on se place en $\Delta = 200$ et que l'on convertit les M_{500}^X en M_{200} grâce à l'estimation des c_{500}^X , on obtient $\langle M_{WL}/M_X \rangle = 2.06 \pm 1.84$ et $\langle M_{WL}/M_X \rangle = 1.03 \pm 0.20$ sans MS1241, MS1621, RXJ1003 et MS0016, soit des valeurs similaires à celles calculées précédemment en $\Delta = 500$. Les différences entre les estimateurs X et *lensing* ne sont donc pas liées à des histoires de concentration et reflètent bien des problèmes inhérents aux 2 méthodes ou dans les données utilisées.

5.2.2 Comparaisons des estimateurs X et *lensing* obtenues sur d'autre échantillon d'amas

Les résultats de la comparaison des 2 méthodes ont révélé un accord plutôt bon sur les masses obtenues mis à part 4 amas avec une estimation *lensing* bien plus grande. Est-ce le fruit du hasard, l'influence du *redshift* élevé des amas, une manifestation des propriétés intrinsèques des amas, des problèmes dans les données ou dans les méthodes ? Pour essayer d'avoir un regard plus critique sur les résultats présentés ci-dessus, faisons un petit tour d'horizon des comparaisons entre les estimations X et *lensing* de la masse d'amas de galaxies effectuées par d'autres groupes sur des échantillons d'amas.

Zhang et al. (2008) ont comparé leur analyse X sur des données XMM-Newton de plusieurs amas de l'échantillon *LoCuSS* avec les estimations *lensing* publiées par Bardeau et al. (2007) et Dahle (2006). En tout ils ont ainsi 19 amas proches. Ils obtiennent $M_{500}^{WL}/M_{500}^X = 1.7 \pm 0.2$ pour les amas de Dahle (2006) et $M_{500}^{WL}/M_{500}^X = 1.1 \pm 0.2$ pour les amas de Bardeau et al. (2007). Ils expliquent que la taille limitée du champ de vue des observations utilisées pour estimer les masses *lensing* dans Dahle (2006) peut être à l'origine d'un rapport si élevé.

Plus récemment Mahdavi et al. (2008) ont étudié de manière homogène 18 amas majoritairement proches ($z < 0.2$) à partir de données CFHT et *Chandra*. Leur analyse donne un rapport $M_{WL}/M_X = 0.97 \pm 0.07$ à R_{2500} et $M_{WL}/M_X = 1.28 \pm 0.09$ à R_{500} . Une telle inversion est également observée dans les résultats de simulations numériques (Nagai et al. (2007); Lau et al. (2009); Meneghetti et al. (2010) par exemple), lesquelles montrent qu'une source de pression non thermique provoque une sous-estimation systématique des masses hydrostatiques (pression de turbulence associée à des mouvements de groupe du milieu intra-amas). Au passage, notons que leur échantillon inclut l'amas MS1621 étudié ici. Leur masse *lensing* de $0.76 \pm 0.27 \times 10^{15} M_\odot$ est en bon accord notre estimation, $0.85 \pm 0.15 \times 10^{15} M_\odot$.

La dernière étude en date est également basée sur les amas *LoCuSS*. De la même

manière que Mahdavi et al. (2008) et que les travaux présentés dans cette thèse, les travaux de Zhang et al. (2010) reposent sur un échantillon cohérent et analysé d'une seule et même manière pour tous les amas, ce qui permet d'éviter tout biais de sélection et rend les résultats plus significatifs. Ces auteurs ont donc analysé 12 amas proches ($z \simeq 0.2$) avec des données *Subaru* pour l'étude *lensing* et des données XMM-Newton pour l'analyse X . Pour l'échantillon complet, ils obtiennent $M^{WL}/M^X = 1.01 \pm 0.07$ en R_{500} , soit la même tendance que celle observée par Mahdavi et al. (2008) mais avec un effet sensiblement moins prononcé. En distinguant les amas de morphologie X perturbée ou non, ils notent une différence avec $M^{WL}/M^X = 1.10 \pm 0.06$ pour les amas non perturbés et $M^{WL}/M^X = 0.94 \pm 0.12$ pour les autres. Cela souligne les lacunes de l'hypothèse hydrostatique pour ces amas en phase de fusion. Avec cette distinction, leur rapport de masse est plus proche des résultats de Mahdavi et al. (2008) et confirme donc la tendance de l'analyse *lensing* à sur-estimer les masses par rapport à l'analyse X . Ils reportent également une dépendance avec le rayon du rapport entre les 2 masses, à savoir comme pour Mahdavi et al. (2008) un rapport X/WL plus grand plus on s'approche du centre.

Ce qui ressort de ces différents travaux est que de manière générale, les masses *lensing* sont plus grandes que les masses X , un résultat en accord avec les travaux menés ici. Si on se réfère en particulier aux études de Mahdavi et al. (2008) et Zhang et al. (2010) alors notre rapport moyen sur les 7 amas $\langle M_{WL}/M_X \rangle = 1.04 \pm 0.14$ est compatible avec les résultats obtenus à plus bas *redshifts*.

La dispersion sensiblement plus importante que nous avons (autre que celle due aux 4 amas) est probablement un effet direct du *redshift* plus élevé de notre échantillon. Par exemple, le manque d'information pour caractériser c_{200} qui se répercute sur l'estimation de M_{200} et sur la conversion en M_{500} ou bien la probabilité plus grande d'avoir des amas non relaxés et des phases de fusions.

On peut donc être rassuré quant à la qualité de l'étude menée ici et à la validation des 2 méthodes. Pour ce qui est des conclusions physiques à tirer de la comparaison des 2 estimateurs, comme l'analyse poussée de la morphologie X avec notamment la classification relaxé/non relaxé n'est pas encore disponible, on ne peut pas pour l'instant mettre en lumière une éventuelle dépendance avec l'état dynamique de l'amas. D'autre part, le manque de résolution spatiale de l'analyse *lensing* limite fortement une étude de la comparaison X et *lensing* en fonction du contraste de densité Δ .

5.2.3 Analyse combinée $X + lensing$

Un moyen d'éviter de devoir étudier les amas au cas par cas pour ensuite choisir laquelle des 2 méthodes est la plus appropriée consiste à combiner les 2 jeux de données. Plusieurs travaux ont déjà été menés dans ce sens, combinant données X , dynamique et *lensing*, à la fois dans le régime fort et faible.

Par exemple, Lemze et al. (2008) et Morandi et al. (2010a) ont associé X et *strong lensing* pour étudier l'amas A1689 et tenter de réconcilier ces 2 estimateurs qui donnent des résultats fortement incompatibles. Leur méthode consiste à maximiser la fonction de vraisemblance $\mathcal{L} = \mathcal{L}_{WL} \times \mathcal{L}_X$, ce qui revient à minimiser une

somme de χ^2 . Dans ces 2 études basées sur des modèles NFW, le $\chi^2_{lensing}$ s'obtient par la comparaison du profil de masse projetée non paramétrique avec les prédictions théoriques. χ^2_X est quant à lui basé sur le profil de température projetée pour Morandi et al. (2010a) et sur le profil de brillance de surface X pour Lemze et al. (2008). Notons également que Morandi et al. (2010a) introduisent un paramètre de biais sous la forme d'un terme additif dans la matrice de covariance de la fonction de vraisemblance *lensing* ce qui permet plus de flexibilité qu'une simple somme de χ^2 .

Mahdavi et al. (2007) ont quant à eux développé une méthode plus poussée qui inclue notamment les données *SZ*. Leur point de départ consiste à distinguer le potentiel gravitationnel en ses 3 composantes, la matière noire, le gaz et la composante stellaire. Chacune est caractérisée par un modèle paramétrique donné typique. Une fois ces modèles spécifiés, la température est déduite de l'équilibre hydrostatique et sert ensuite à calculer la fonction de refroidissement $\Delta_c(T)$. Celle-ci donne avec la densité du gaz l'émissivité X de l'amas qui est ensuite projetée et convoluée avec un modèle de PSF pour être finalement comparée aux observations X . Pour les données *lensing*, le profil de masse totale permet de calculer le profil de convergence κ et donc le cisaillement réduit $g(r) = (\bar{\kappa}(< r) - \kappa(r))/(1 - \kappa(r))$ qui est comparé au profil mesuré de manière classique.

Cette méthode est plus complexe et un grand nombre de paramètres libres nécessitent d'être contraints en même temps. Cela requiert des données de grande qualité. Il est évident que pour les amas de l'échantillon étudié ici, du fait de leur *redshift* élevé, une telle analyse n'est pas envisageable. C'est pourquoi j'ai choisi dans un premier temps de réaliser une étude combinée basée simplement sur une minimisation du χ^2 somme d'une partie *lensing* basée sur le profil de cisaillement réduit et d'une partie X basée sur le profil de masse non paramétrique. Cette approche simple a l'avantage d'utiliser le produit fini de l'analyse X et donc ne nécessite pas de refaire une partie du traitement.

Pour chaque amas, j'ai donc cherché le modèle NFW qui minimise ce χ^2 total. Comme pour l'analyse *lensing* seule, j'ai effectué l'opération sur une centaine de réalisations Monte Carlo des profils de masse X et des profils de cisaillement afin d'en déduire une erreur statistique sur les paramètres de l'ajustement (M_{500}, c_{500}). Pour juger de l'effet de la combinaison des 2 jeux de données, j'ai comparé sur les figures 5.7 et 5.8 les masses déduites de l'analyse combinée avec les masses X et les masses *lensing*.

En terme de moyenne on obtient $\langle M_{X+WL}/M_X \rangle = 1.14 \pm 0.44$ et $\langle M_{X+WL}/M_{WL} \rangle = 0.80 \pm 0.31$. On peut constater sur la figure 5.7 que 7 des 11 amas ont des masses X et $X + WL$ semblables, ce qui suggère une nette prépondérance des données X dans l'analyse combinée. Pour les amas qui ont des masses X et *lensing* fortement incompatibles, 2 d'entre eux, MS0016 et MS1241, sont clairement contraints en majeure partie par le profil de masse X . MS1621 et RXJ1003 semblent toujours aussi problématiques mais comme on le voit sur la figure 5.8, leur masses combinées sont sensiblement plus faibles que les masses *lensing* et donc plus proches des estimations X .

Il n'est pas étonnant de constater un tel comportement vu la précision typique des profils de masse X , notamment dans la zone centrale. Ces points avec une incer-

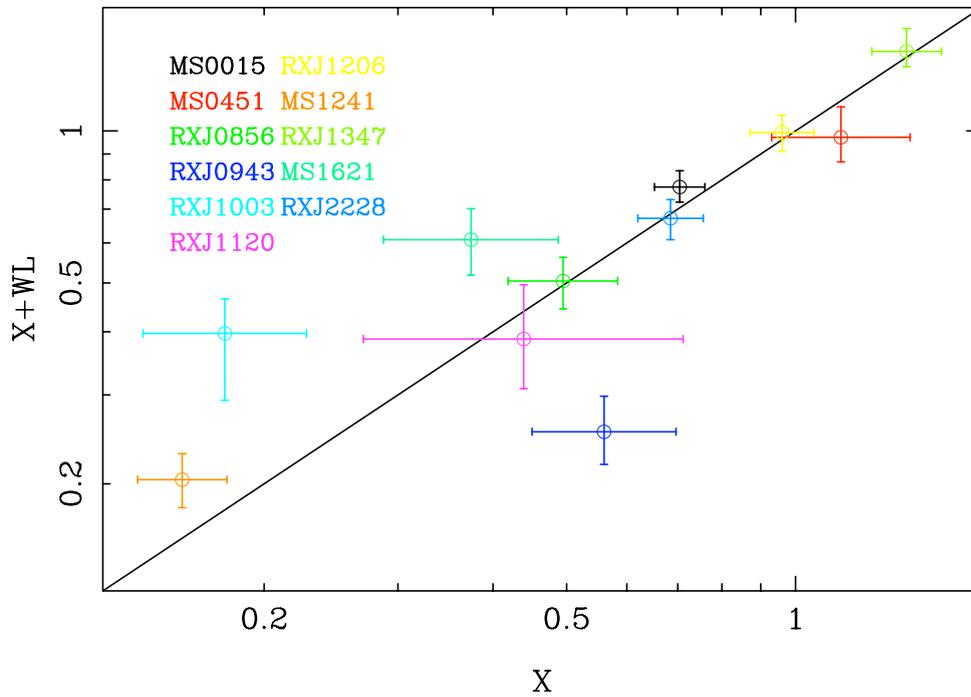


Fig. 5.7: Comparaison entre les masses M_{500}^X et les masses M_{500}^{X+WL} (masses en unité de $10^{15} M_{\odot}$).

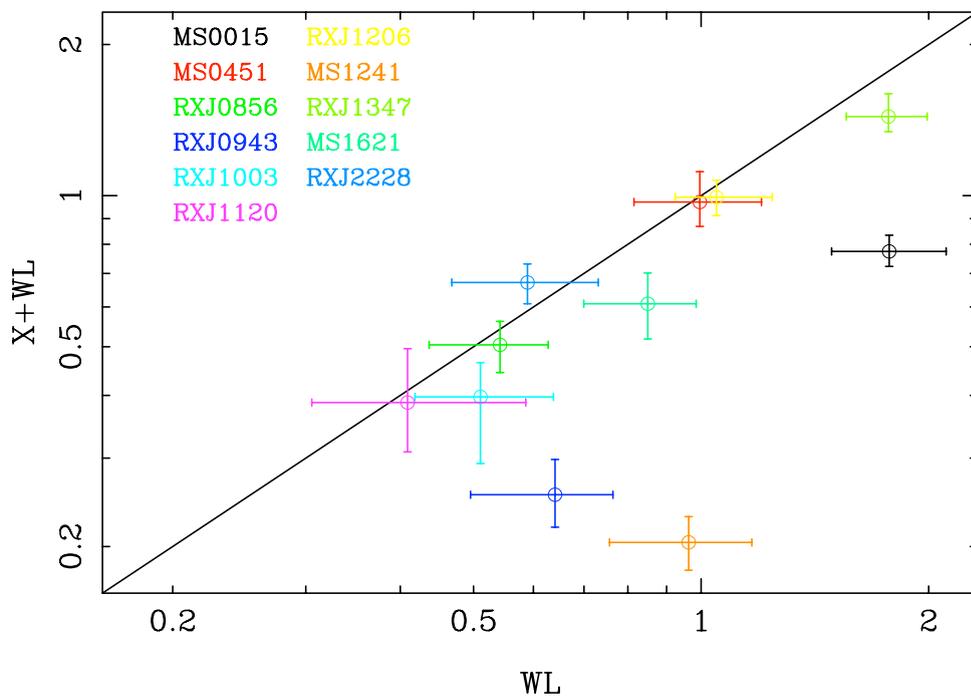


Fig. 5.8: Comparaison entre les masses M_{500}^{WL} et les masses M_{500}^{X+WL} (masses en unité de $10^{15} M_{\odot}$).

titude très faible dominant le χ^2 et donc favorisent les données X . D'autre part, pour faire l'ajustement combiné de manière cohérente, j'ai laissé libre la valeur de la concentration c . Or nous avons vu que, même si cela n'affecte pas la valeur de la masse déduite du profil de cisaillement, cela influe de manière significative sur sa

précision. En faisant cela, les données *lensing* perdent donc un peu de leur poids statistique lors de l'ajustement global.

En pratique, je me suis limité à $2 < c < 15$, ce qui explique le comportement "étrange" de RXJ0943 sur les figures 5.7 et 5.8. En effet, cet amas qui est clairement dynamiquement perturbé (deux pics d'émission X en son centre), a un profil de masse incompatible avec un modèle NFW dans la zone centrale. La valeur de sa masse X a été obtenue pour $c = 0.01$ (ce qui montre que l'ajustement NFW pour cet amas est mauvais) alors que je me suis limité à $c > 2$ pour l'analyse combinée. En faisant cela, je place une limite supérieure sur la masse $X + WL$ possible. Les données X pour cet amas sont néanmoins plus précises que le profil de cisaillement puisque le fait d'avoir des masses X et *lensing* compatibles ne suffit pas à compenser l'impact du paramètre de concentration sur la partie interne du profil de masse X . On peut donc en conclure que l'écart entre masse $X + WL$ et masse X ou *lensing* n'est qu'artificielle et due au profil de masse X incompatible avec le modèle NFW. Cela suggère également une estimation peu robuste de la masse hydrostatique de cet amas et donc que l'accord observé entre les estimations *lensing* et X est en partie dû au hasard.

Au final, on retiendra que la combinaison des données X et *lensing* telle qu'elle a été réalisée ici tourne à l'avantage de la première méthode mais que la seconde apporte une certaine contribution puisque 4 amas ont une estimation $X + WL$ incompatible à 1σ avec l'estimation X et plus proches de l'estimation *lensing*. Comme ces cas ont été identifiés comme problématiques pour l'estimation hydrostatique de la masse, on peut en conclure que l'analyse combinée est efficace dans les situations où l'hypothèse hydrostatique (symétrie sphérique, gaz thermalisé) est trop réductrice. Le gain des données *lensing* se révèle donc être substantiel dans certains cas.

Pour aller plus loin, il est possible *a priori* d'inclure les informations *strong lensing* pour 4 amas de l'échantillon. La combinaison *weak* et *strong* a été utilisée à plusieurs reprises, notamment par Bradač et al. (2008) pour l'amas RXJ1347. Leur méthode qui est détaillée dans Bradač et al. (2005b,a) consiste en une reconstruction non paramétrique de la distribution de masse projetée. Elle utilise une minimisation de type χ^2 basée sur la valeur du potentiel gravitationnel en chaque pixel de la carte finale.

Plus récemment, Newman et al. (2009), ont combiné *weak* et *strong* pour l'analyse de l'amas A611. Ils ont adopté une approche paramétrique pour ajuster des modèles NFW aux données *lensing*, la combinaison se faisant là aussi simplement par une somme de χ^2 . Notons qu'ils ont utilisé `Lenstool` à la fois pour la modélisation *strong* et *weak lensing* mais n'ont pas mis à profit la possibilité de ce code pour réaliser l'analyse combinée. Malgré les différents problèmes liés à l'utilisation de `Lenstool` pour faire du *weak lensing* dans notre cas, se servir de ce programme pour réaliser l'étude combinée constitue une des perspectives à court terme qui reste à explorer.

5.3 Etude des corrélations masse-observable

Bien que le nombre d'amas de l'échantillon soit limité, de même que la gamme de masses couverte, on peut essayer de voir si celles-ci corrélerent avec les autres grandeurs de l'amas. J'insisterai particulièrement ici sur les corrélations déduites des masses *lensing* dérivées au cours de ma thèse.

5.3.1 Méthodologie

Les relations qui nous intéressent ici sont des lois de puissance :

$$Y = A.X^\alpha \quad (5.3)$$

Le but est donc de déterminer les valeur A et α , sachant qu'aux grandeurs X et Y sont associées leurs incertitudes respectives. De plus, ces erreurs sont corrélées entre elles, par exemple le nombre de galaxies d'un amas dépend fortement du rayon dans lequel il est compté, lui-même dépendant de la masse. Les erreurs de la relation masse-richesse sont donc corrélées. Aussi il est évident qu'un simple ajustement par une minimisation d'un χ^2 "classique" n'est pas applicable ici.

Le fait d'avoir ces relations sous forme de lois de puissance nous permet de les réécrire sous forme linéaire dans l'espace log-log :

$$\log Y = \log A + \alpha \log X \quad (5.4)$$

$$y = \alpha x + B \quad (5.5)$$

La puissance α devient la pente logarithmique de la relation et $B = \log A$ son ordonnée à l'origine. Pour ce qui est des incertitudes dans l'espace log-log, les erreurs sur les quantités X et Y sont symétrisées et transformées en erreurs sur x et y selon :

$$\sigma_x = \frac{1}{2} \left[\log (X + \sigma_X^{sup}) - \log (X - \sigma_X^{inf}) \right] \quad (5.6)$$

Ecrite sous cette forme, l'équation 5.5 suggère que la quantité x est une variable indépendante contrairement à y . Cependant, il n'est pas facile de savoir pour une loi d'échelle donnée laquelle des 2 variables est dépendante de l'autre. Si l'on ajoute à cela le fait d'avoir des incertitudes corrélées sur les 2 quantités et qu'elles ont une dispersion intrinsèque autour de la relation, la meilleure approche pour estimer les paramètres (α, B) consiste à utiliser les méthodes dites BCES (*Bivariate Correlated Errors and intrinsic Scatter*) de régression linéaire proposées par Akritas & Ber-shady (1996).

Cette approche est souvent utilisée dans la littérature pour l'ajustement de lois de puissance (par exemple Morandi et al. (2007); Pratt et al. (2009)) même si l'estimateur "favori" diffère parfois d'une étude à l'autre. Les plus usitées sont le BCES *Bisector* dont le meilleur ajustement correspond à la bissection entre les meilleurs ajustements obtenus en minisant soit dans la direction verticale, soit dans la direction horizontale, le BCES $(Y|X)$ qui réalise une minimisation de l'erreur sur Y et le

BCES *Orthogonal*, une minimisation des distances orthogonales à la droite. Lorsque le meilleur ajustement est obtenu, sa dispersion totale vaut :

$$\sigma_{tot}^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N (y_i - \alpha x_i - B)^2 \quad (5.7)$$

Cette dispersion est la somme quadratique de l'erreur statistique et de la dispersion intrinsèque, cette dernière valant donc

$$\sigma_{int}^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \left[(y_i - \alpha x_i - B)^2 - \frac{N-2}{N} (\sigma_{y_i}^2 + \alpha^2 \sigma_{x_i}^2) \right] \quad (5.8)$$

Pour éviter des problèmes de conditionnements et réduire les erreurs statistiques sur la pente et la normalisation, il faut normaliser les quantités X et Y avant d'effectuer la procédure de minimisation. Cela permet également de découpler les erreurs sur l'estimation des 2 paramètres. Pour chaque cas étudié, j'ai donc divisé X et Y par leur moyenne pondérée sur tout l'échantillon.

Une fois l'ajustement de la corrélation effectué, cette dernière est convertie en unités physiques et souvent utilisées dans la littérature : les luminosités optiques sont normalisées par $40 \times 10^{10} h_{70}^{-2} L_{\odot}$, les richesses par 20, les masses par $10^{14} h_{70}^{-1} M_{\odot}$, les températures par 6 keV et les luminosités X par $10^{44} h_{70}^{-2} \text{erg.s}^{-1}$.

Pour juger de la qualité d'une relation masse-observable, on dispose de plusieurs critères : l'erreur statistique sur la pente, celle sur la normalisation, l'erreur totale ainsi qu'une estimation de la dispersion intrinsèque qui permet *a fortiori* d'évaluer la "force" de la corrélation et de quantifier l'impact des processus capables de briser la similarité des amas (on s'attend en particulier à une corrélation de la masse avec la luminosité X plus dispersée que celle avec la température). On peut également tester sa qualité grâce au coefficient de corrélation de Spearman :

$$\rho = 1 - \frac{6 \sum d_i^2}{n(n^2 - 1)} \quad (5.9)$$

où d_i est la différence de rang de la i -ième valeur (les vecteurs X et Y sont convertis en rangs correspondant à leur position par ordre croissant) et n le nombre de points. ρ est donc une corrélation de rang qui permet d'évaluer à quel point les grandeurs X et Y sont liées. L'avantage par rapport à la corrélation classique de Pearson est qu'elle ne fait pas d'hypothèse sur la linéarité ou non de la relation et qu'elle repose seulement sur son caractère monotone. $\rho = -1$ correspond au cas décroissant partout, c'est-à-dire quand tous les points occupent le même rang dans le vecteur X et Y) et $\rho = 1$ au cas croissant.

Pour chacune des relations étudiées, j'ai donc appliqué la minimisation BCES dans sa version *Bisector* afin d'en déduire les paramètres ($A, \alpha, \sigma_A, \sigma_{\alpha}, \sigma_{stat}, \sigma_{int}$), ainsi que le coefficient de corrélation ρ . Les dispersions intrinsèques et statistiques qui seront données correspondent aux dispersions autour du meilleur ajustement dans le plan log-log. Plusieurs tests ont montré que les autres estimateurs BCES

conduisent à des résultats très similaires et il s'avère que dans la majeure partie des cas étudiés ici, l'estimateur *Bisector* donne les ajustements les plus précis (barres d'erreurs plus petites sur la pente et la normalisation). C'est donc ce dernier qui sera utilisé par la suite.

5.3.2 Richesse

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.6, les galaxies généralement utilisées pour calculer la richesse et la luminosité optique d'un amas sont les galaxies brillantes localisées dans la séquence des elliptiques. Afin d'obtenir des résultats comparables avec d'autres études, j'ai donc estimé le nombre de galaxies de la manière suivante. Dans un premier temps, je sélectionne toutes les galaxies contenues dans la séquence des elliptiques à $\pm 3\sigma$ et plus brillantes que $0.4L_*$. Les valeurs de L_* qui dépendent du filtre et du *redshift* de l'amas sont celles obtenues par Ilbert et al. (2005). Ensuite, je détermine la densité moyenne de ces galaxies loin du centre de l'amas, typiquement $2R_{200} < r < 3R_{200}$. Cette estimation du niveau de fond sert à corriger le nombre de galaxies comptées dans l'ouverture souhaitée, ce qui donne une estimation de la richesse de l'amas.

Afin de tenir compte de l'incertitude sur le rayon, j'ai répété l'opération pour une dizaine de valeurs espacées régulièrement entre $R_\Delta - \sigma$ et $R_\Delta + \sigma$. Les richesses présentées table 5.3 correspondent à la moyenne sur ces différentes valeurs avec des barres d'erreurs associées égales à la somme quadratique de l'erreur poissonienne \sqrt{N} et de la dispersion autour de cette moyenne. Les masses M_Δ utilisées pour contraindre la corrélation sont les masses 3D déduites de l'ajustement des profils de cisaillement par le modèle NFW, celles de l'ajustement des profils de masse X et les masses combinées.

En ce qui concerne le calcul de la richesse, la limite inférieure en luminosité $0.4L_*$ doit être convertie en magnitude apparente, ce qui nécessite plusieurs facteurs correctifs plus ou moins bien contraints et donc potentiellement sources d'erreurs. Le premier consiste à corriger les magnitudes de l'absorption galactique. Par simplicité, j'ai supposé que celle-ci reste constante sur tout le champ d'un même amas.

Les 2 autres facteurs dont il faut tenir compte sont la correction k et la correction d'évolution qui dépendent du *redshift* de l'amas. Le fait de s'être limité aux galaxies de la séquence des elliptiques permet ici de simplifier la situation puisqu'on peut se contenter d'appliquer une seule et même correction k +évolution à toutes les galaxies sélectionnées pour calculer la richesse ou la luminosité de l'amas. Les valeurs que j'ai utilisées sont celles déduites des modèles de populations stellaires de Bruzual & Charlot (2003) correspondant à une galaxie elliptique au *redshift* de l'amas considéré et observée dans la bande r' de Megacam.

Les résultats de l'ajustement de la relation masse-richesse $M - N$ avec les richesses calculées selon la méthode décrite ci-dessus sont présentés table 5.4 dans laquelle figurent les relations contraintes avec les masses *lensing*, X et $X + WL$, présent soit en $\Delta = 200$, soit en $\Delta = 500$. Les richesses sont calculées dans le rayon R_Δ qui correspond à l'estimateur choisi.

Avant de se pencher sur les résultats, on peut déjà remarquer que la valeur de la

Tab. 5.4: Valeurs de la pente α , de la normalisation A et des dispersions statistique σ_{stat} et intrinsèque σ_{int} pour la corrélation masse-richeesse sous la forme $M_{\Delta} = A.(N/20)^{\alpha}$. Les masses sont exprimées en unité de $10^{14}h_{70}^{-1}M_{\odot}$ et les richesses calculées dans le rayon R_{Δ} correspondant. La qualité de la corrélation est donnée par le coefficient de Spearman $-1 \leq \rho \leq 1$.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ
$M_{200}^{WL} - N$	1.01 ± 0.21	6.08 ± 0.87	0.12	0.20	0.51
$M_{200}^{X+WL} - N$	1.08 ± 0.24	4.50 ± 0.70	0.11	0.22	0.53
$M_{500}^X - N$	1.13 ± 0.23	4.24 ± 0.55	0.14	0.17	0.74
$M_{500}^{X+WL} - N$	1.07 ± 0.25	4.46 ± 0.67	0.12	0.20	0.56

normalisation va fortement dépendre de la manière de choisir les galaxies membres de l'amas. En effet, plusieurs facteurs vont influencer plus ou moins directement le nombre de galaxies utilisées pour calculer la richesse. Par exemple, la largeur de la séquence des elliptiques peut être fixée à une certaine valeur ou bien être ajustée sur chaque amas. La valeur de la limite inférieure en luminosité diffère parfois d'une étude à l'autre. Le fait d'utiliser tel ou tel filtre d'observation rend également difficilement comparable 2 études différentes, de même que le choix de l'ouverture pour calculer la richesse.

Toutes ces variantes de méthodologie font que des différences de normalisations seront le fruit d'un mélange entre les effets de sélection des galaxies et une réelle dépendance avec les propriétés de l'amas. On ne pourra pas en particulier comparer directement cet échantillon d'amas avec d'autres études à plus bas *redshifts* pour contraindre l'évolution de la normalisation et ainsi obtenir par exemple des informations sur l'évolution de la séquence des elliptiques. Je me restreindrai donc à comparer la valeur de la pente avec celles obtenues dans d'autres travaux.

La table 5.4 regroupe les résultats de l'ajustement BCES *Bisector* de la relation masse-richeesse pour les 3 estimateurs, les masses *lensing* étant évaluées en R_{200} , les masses X en R_{500} et les masses combinées aux 2 contrastes de densités.

La première remarque que l'on peut faire est que, quel que soit l'estimateur choisi, on obtient une pente compatible avec 1 : un amas 2 fois plus massif aura 2 fois plus de galaxies, ce qui semble plutôt logique et en accord avec l'image hiérarchique de la formation des amas. Pour ce qui est de la normalisation, on remarque que le *lensing* donne des masses sensiblement plus élevées. Cependant c'est principalement un effet de l'anti-corrélation avec la pente puisque nous avons vu que pour la plupart des amas les estimateurs X et *lensing* donnent des masses similaires.

En terme de corrélation, la relation avec les masses X semble un peu meilleure avec un coefficient de Spearman sensiblement plus élevé que pour les autres, 0.74 contre 0.51 pour le *lensing*. C'est également cette relation qui a la plus petite dispersion intrinsèque. On peut noter au passage que les dispersions intrinsèques sont toutes plus grandes que les dispersions statistiques : la dispersion en masse pour une richesse donnée est donc principalement le fruit d'une dispersion intrinsèque plutôt que la conséquence d'une incertitude sur la pente et la normalisation de la corrélation, ce qui n'est pas étonnant vu le nombre limité d'amas. On peut visualiser ça sur la figure 5.9 qui montre le meilleur ajustement pour la relation $M^{wl} - N$. On constate

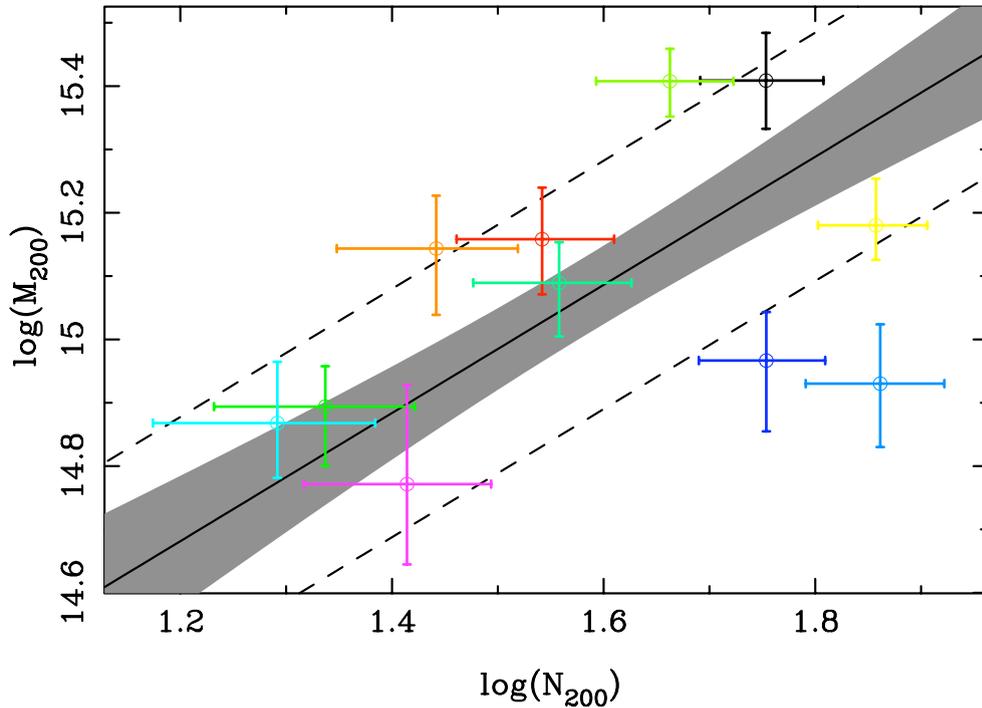


Fig. 5.9: Corrélation masse-richesse obtenue en $\Delta = 200$ pour l'estimateur *lensing* et en ayant appliqué la correction d'évolution (voir texte). Les masses logarithmiques sont en unité de M_{\odot} . Le code de couleur est le même que celui employé dans les figures précédentes. La ligne noire pleine représente le meilleur ajustement BCES *Bisector* dans le plan log-log. La zone grisée correspond à l'erreur statistique à 1σ commise sur les paramètres d'ajustement et les deux droites en tirets représentent la meilleure relation plus ou moins la dispersion intrinsèque σ_{int} .

bien que la zone délimitée par les 2 droites en tirets (dispersion intrinsèque) est bien plus grande que la zone grisée correspondant à l'erreur sur l'ajustement. L'intérêt d'avoir normalisé les quantités par un pivot représentatif de l'échantillon apparaît clairement ici puisque cette zone grisée est la plus fine au niveau des pivots en X et Y.

On observe donc bien une corrélation entre la masse d'un amas et son nombre de galaxies, avec une dispersion de l'ordre de 0.2 (dex).

Il est intéressant de voir que l'estimateur $X + lensing$ donne une même normalisation en R_{500} et R_{200} , ce qui tend à prouver que la distribution des galaxies suit la distribution de la masse totale dans les zones externes. On peut regarder le profil de densité des galaxies elliptiques ainsi que son profil intégré pour avoir plus de détails notamment sur les zones centrales. Ceux-ci sont présentés figure 5.10.

On constate que les profils intégrés ou non ont tous une forme similaire avec la présence d'un rayon de coeur de densité pratiquement constante. En normalisant les profils, on peut voir que ce rayon de coeur atteint environ 0.1-0.3 R_{200} , soit une valeur comparable avec avec le rayon d'échelle r_s si on suppose une concentration de 4 : contrairement au profil de matière noire NFW, les galaxies elliptiques semblent avoir une distribution centrale plate avec l'existence d'un coeur de densité constante. En intégrant les profils de densité, ce rayon de coeur se traduit par un changement de pente sur le profil $N(r)$ qui devient moins pentu. On remarque une étonnante res-

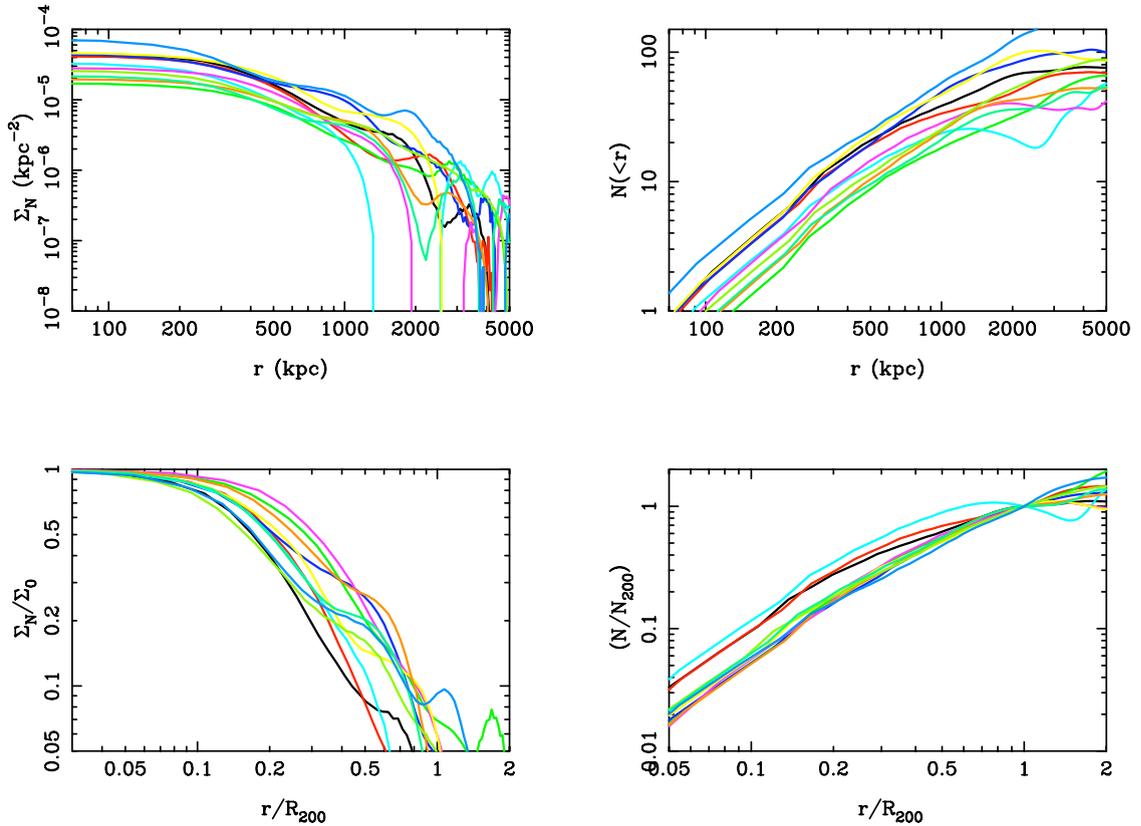


Fig. 5.10: Partie supérieure gauche : profils de densité surfacique des galaxies de la séquence des elliptiques (corrigés de la densité du champ estimé dans les régions externes). Partie supérieure droite : profils de densité intégrée, également corrigés du niveau de fond. Partie inférieure gauche : profils de densité surfacique normalisé par leur valeur à l'origine et par R_{200} . Partie inférieure droite : profils de densité intégrée normalisés également par R_{200} et par la richesse N_{200} . Toutes les courbes ont été obtenues à partir des cartes de densités (voir annexes).

semblance des profils $N(r/R_{200})/N_{200}$, argument en faveur du caractère similaire des amas de galaxies. Le cas des amas MS0016, MS0451 et RXJ1003 pour lesquels ces profils se distinguent nettement fait écho à la différence entre leurs masses *lensing* et X . En effet, l'allure de leurs profils témoigne soit d'une concentration plus élevée que pour les autres amas, soit d'une sur-estimation de R_{200} , auquel cas les profils normalisés dans les 2 parties inférieures de la figure seraient décalés vers la droite et ainsi compatibles avec les autres. Le fait d'avoir des masses X plus petites suggère que les masses *lensing* et donc les rayons sont sur-estimés, ce qui est le cas si l'amas présente une structure prolata et qui se traduit par une concentration apparente de galaxies plus élevée que la normale. Difficile donc de savoir dans quelle mesure les masses *lensing* de ces amas sont sur-estimées à cause d'une concentration trop grande.

Le cas de l'amas RXJ2228 est également intéressant puisque c'est celui dont les profils sont les plus élevés. On constate de manière encore plus évidente sur la figure 5.9 que cet amas est exceptionnellement riche par rapport aux autres puisqu'il est le seul à ne pas être compatible à moins d'un σ avec le meilleur ajustement plus la dispersion intrinsèque. Un examen de sa carte de densité montre que cet amas

Tab. 5.5: Résultats de l'ajustement de la relation M-N sans l'amas RXJ2228.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ
$M_{200}^{WL} - N$	1.12 ± 0.27	6.26 ± 0.80	0.12	0.15	0.68
$M_{200}^{X+WL} - N$	1.27 ± 0.28	4.44 ± 0.71	0.13	0.21	0.59
$M_{500}^X - N$	1.28 ± 0.27	4.47 ± 0.63	0.15	0.15	0.81
$M_{500}^{X+WL} - N$	1.21 ± 0.29	4.67 ± 0.75	0.14	0.20	0.58

est loin d'être isolé. Sans chercher à savoir si les structures observées sont réelles ou bien le fruit d'une mauvaise sélection des galaxies, on peut regarder ce qu'il advient de la corrélation $M - N$ si on considère cet amas comme un cas marginal et qu'on l'exclut de l'ajustement. Les résultats correspondant sont présentés table 5.5.

En écartant RXJ2228 de l'échantillon, on obtient d'une part des pentes sensiblement plus élevées mais toujours compatibles entre elles et avec 1. D'autre part, de "meilleures" corrélations sont obtenues avec de plus grands coefficients de Spearman et des dispersions intrinsèques plus petites. La relation $M_{500}^X - N$ donne des résultats particulièrement bons ($\rho = 0.81$ et $\sigma_{stat} = \sigma_{int} = 0.15$) ce qui laisse suggérer que cette relation peut faire office d'estimateur de masse efficace. En se basant sur la figure 5.9, on serait tenté également d'ajuster la relation sans RXJ0943 qui est également très riche par rapport aux autres amas. Cependant, sur un échantillon de seulement 11 amas, le fait d'enlever 2 amas soit $\sim 20\%$ des objets devient plus que discutable et peut sensiblement biaiser le résultat. En enlevant par exemple MS0016 et RXJ1347, on observera le contraire, à savoir une pente bien plus douce que si l'on enlève RXJ2228.

Au final, même si nous avons vu que la normalisation représente un certain problème et que le calcul de la richesse nécessite une connaissance de R_{200} (qui est *a priori* inconnu mais qui peut être estimé à partir de relations empiriques Hansen et al. (2005); Reyes et al. (2008); Andreon & Hurn (2010)), le fait que la masse corrèle avec la richesse peut être mis à profit pour estimer la masse d'un grand nombre d'amas dans le but de contraindre la fonction de masse. Le problème de la normalisation peut être résolu par ailleurs grâce à une auto-calibration de la relation $M - N$ sur l'échantillon. Cette corrélation est donc compétitive avec les traditionnelles lois d'échelles X , d'autant plus que le nombre d'amas observés en optique est bien plus grand ($\sim 13\,000$ amas et groupes pour le catalogue *maxBCG*, Koester et al. (2007a,b)) et que la qualité des données requise est bien moindre que pour la mesure d'une luminosité X ou d'une température.

Pour ce qui est de la comparaison de ces résultats avec d'autres études, on peut résumer par le fait qu'ils sont en parfait accord avec ce qui se fait notamment à plus bas *redshift*. Par exemple, Lin et al. (2004) obtiennent $N_{500} \propto M_{500}^{0.82 \pm 0.04}$, soit $M \propto N^{1.22}$, sur un échantillon de 93 amas couvrant une large gamme de masses. Celles-ci sont déduites de la relation $M - T$ ce qui introduit intrinsèquement de la dispersion et donc rend leur valeur de l'incertitude plus que discutable.

Johnston et al. (2007) et Reyes et al. (2008) ont quant à eux utilisé les amas du catalogue *maxBCG* (voir aussi Becker et al. (2007); Rozo et al. (2009); Rykoff et al. (2008b); Mandelbaum et al. (2008)) pour contraindre la relation $M - N$. Pour aug-

menter la valeur statistique de leur résultats, ils ont utilisé des combinaisons d'amas classés selon leur richesse et dont les masses moyennes ont été obtenues par une analyse *weak lensing*. Outre la différence de méthodologie de l'analyse *lensing* entre ces 2 études, la principale différence réside dans la sélection des amas utilisés pour calibrer la corrélation. Alors que les premiers utilisent une version étendu du catalogue avec des amas ayant $N < 10$ et obtiennent une pente de 1.28 ± 0.04 , les seconds ont une pente de 1.16 ± 0.09 . Les 2 sont en accord avec nos résultats du fait de notre large barre d'erreur et l'apparente contradiction entre ces 2 études s'explique principalement par un effet de sélection, le biais de Malmquist (voir l'annexe de Andreon & Hurn (2010) pour plus détails sur ce point). Parmi d'autres, citons également Muzzin et al. (2007) qui obtiennent une pente de 1.40 ± 0.22 sur 15 amas de masses dynamiques et Andreon & Hurn (2010) avec $M \propto N^{0.96 \pm 0.15}$ d'après 53 amas proches de masses estimées par la méthode des caustiques.

Le fait que la plupart des études donnent des pentes de l'ordre de 1 tend à favoriser le modèle hiérarchique de la formation des structures, ce qui est confirmé du point de vue des simulations numériques à N corps (Kravtsov et al. 2004). De plus, le fait d'avoir des pentes sensiblement plus grandes que 1 est en accord avec la présence de processus physiques qui contribuent à modifier la population de galaxies au cours du temps. En particulier, les processus de fusion ou de destruction de galaxies impliquent qu'un amas voit sa masse augmenter plus vite que son nombre de galaxies (Lin et al. 2004).

5.3.3 Luminosité optique

Outre la richesse, le catalogue de galaxies de la séquence des elliptiques construit précédemment permet également d'estimer la luminosité optique des amas. Celle-ci est calculée dans l'ouverture choisie et corrigée de l'estimation du fond calculé dans les zones externes.

La valeur de la normalisation de la relation masse-luminosité $M - L$ va dépendre ici aussi de la manière dont ont été sélectionnées les galaxies pour calculer la luminosité totale. Cependant, comme la luminosité est dominée par les galaxies les plus brillantes, on peut s'attendre à observer des variations moins importantes en fonction de chaque paramètre de sélection. Par exemple, la luminosité totale sera peu sensible à la largeur de la séquence des elliptiques car les galaxies les plus brillantes sont peu dispersées autour de la relation couleur-magnitude.

Pour autant, la comparaison entre différentes études reste relativement compliquée, en particulier à cause du système photométrique utilisé pour calculer la luminosité de chaque galaxie. Même s'il existe des relations empiriques pour passer d'une bande d'observation à une autre (Fukugita et al. 1996), appliquer une telle correction de manière globale ajoute de l'incertitude sur le résultat final.

Il est également possible de comparer les luminosités calculées uniquement avec les galaxies elliptiques avec les luminosités totales calculées sans faire de sélection sur le couple couleur-magnitude des galaxies. On peut également extrapoler la fonction de luminosité pour corriger nos estimations de l'absence des galaxies plus faibles dans le catalogue. Cependant, ces 2 opérations induisent des incertitudes puisqu'elles nécessitent de faire des hypothèses sur la distribution en type spec-

Tab. 5.6: Résultats de l’ajustement de la relation masse-luminosité $M_{\Delta} = A.(L/40)^{\alpha}$. Les masses sont exprimées en unité de $10^{14}h_{70}^{-1}M_{\odot}$ et les luminosités en $10^{10}h_{70}^{-2}L_{\odot}$. Ces dernières sont corrigées de l’évolution passive d’une galaxie elliptique mais pas de l’incomplétude du catalogue ni de la fraction de luminosité associée aux galaxies de type précoce. La dernière colonne donne le rapport M/L moyen en unités de $(M/L)_{\odot}$ ainsi que sa dispersion.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ	$\langle M/L \rangle$
$M_{200}^{WL} - L$	0.93 ± 0.18	1.97 ± 0.27	0.09	0.21	0.55	483 ± 199
$M_{200}^{X+WL} - L$	1.03 ± 0.20	1.25 ± 0.19	0.07	0.23	0.51	369 ± 157
$M_{500}^X - L$	1.08 ± 0.21	1.06 ± 0.16	0.10	0.21	0.72	341 ± 140
$M_{500}^{X+WL} - L$	1.03 ± 0.19	1.18 ± 0.18	0.06	0.23	0.62	334 ± 148

Tab. 5.7: Résultats de l’ajustement de la relation M-L sans l’amas RXJ2228.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ	$\langle M/L \rangle$
$M_{200}^{WL} - L$	0.99 ± 0.23	1.95 ± 0.25	0.09	0.18	0.67	514 ± 181
$M_{200}^{X+WL} - L$	1.17 ± 0.23	1.06 ± 0.16	0.08	0.23	0.54	390 ± 153
$M_{500}^X - L$	1.19 ± 0.24	0.97 ± 0.16	0.11	0.21	0.78	357 ± 136
$M_{500}^{X+WL} - L$	1.13 ± 0.19	1.08 ± 0.17	0.07	0.23	0.66	350 ± 146

tral/morphologique des galaxies de l’amas ainsi que sur les paramètres des fonctions de luminosité associées. Aussi je me restreins ici à la luminosité produite par les galaxies membres de la séquence des elliptiques plus brillantes que $0.4L^*$ et ce pour la bande d’observation r' de l’instrument Megacam. Les luminosités sont corrigées du facteur k+évolution d’une galaxie de type elliptique. Les résultats de l’ajustement de la relation $M - L$ sont présentés table 5.6 et figure 5.11.

On constate que les résultats obtenus sont très similaires à ceux de la relation $M - N$: pentes compatibles entre elles pour les différents estimateurs et compatibles avec 1. La corrélation semble être de la même qualité avec des coefficients de Spearman et des dispersions intrinsèques similaires. L’estimateur X donne là aussi la ”meilleure” relation. La dispersion en masse à une luminosité donnée est toujours dominée par la dispersion intrinsèque et la distribution radiale en luminosité (figure 5.12) montre le même comportement que la distribution des galaxies : rayon de coeur $\sim 0.15 R_{200}$, profils normalisés très similaires en forme, normalisation de la relation $M - L$ identique en $\Delta = 200$ et 500 pour l’estimateur $X + lensing$, ...

La figure 5.11 montre quant à elle un comportement similaire à celui la relation $M - N$, à savoir une forte dispersion et en particulier les valeurs de l’amas RXJ2228 qui sont très éloignées de l’ajustement global. J’ai donc effectué la même analyse en retirant cet amas de l’échantillon (table 5.7). Les résultats sont encore similaires à la relation $M - N$: les pentes sont plus élevées mais toujours compatibles avec 1. La relation $M_{500}^X - L$ est également ici la meilleure avec un coefficient $\rho = 0.78$ et une dispersion $\sigma_{int} = 0.21$ mais reste sensiblement la même que celles obtenues avec les autres estimateurs. La relation masse-luminosité reste globalement plus dispersée et moins bien contrainte que la relation masse-richesse.

La comparaison de nos résultats avec ceux trouvés dans la littératures suggèrent

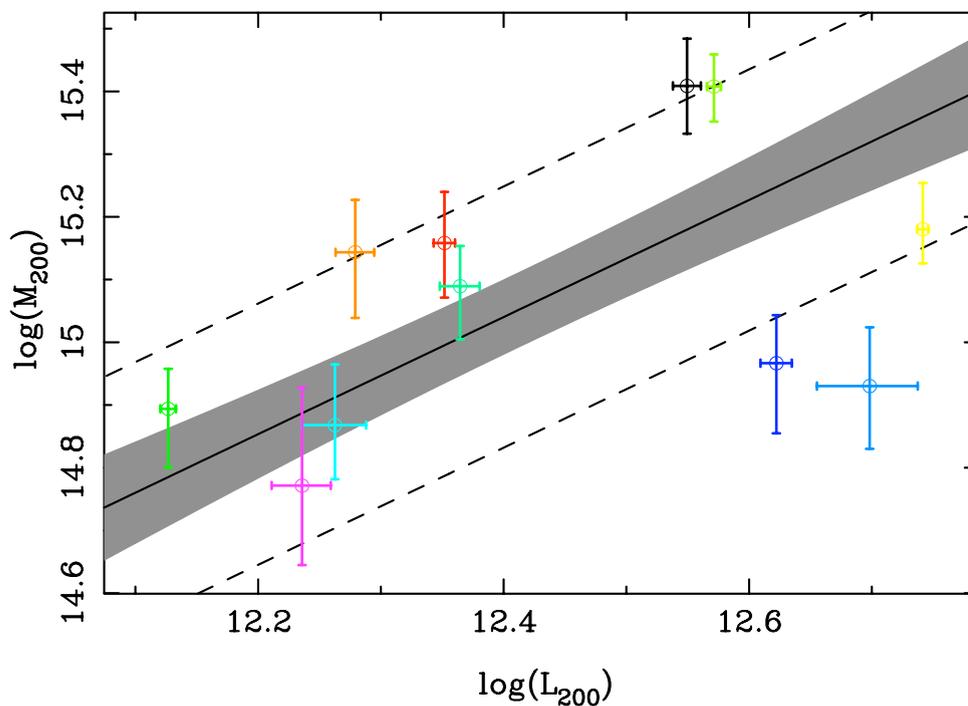


Fig. 5.11: Corrélation masse-luminosité obtenue en $\Delta = 200$ pour l'estimateur *lensing*. Les masses sont en unité de M_{\odot} , les luminosités en unité de L_{\odot} .

que nous avons des pentes sensiblement inférieures. Par exemple, Lin et al. (2004) obtiennent $L_{200} \propto M_{200}^{0.72 \pm 0.04}$, soit $M \propto L^{1.39}$, Reyes et al. (2008) ont une pente de 1.40 ± 0.19 , Bardeau et al. (2007) trouvent $M \propto L^{1.8 \pm 0.24}$ (voir aussi Marinoni & Hudson (2002); Popesso et al. (2005); Parker et al. (2005); Muzzin et al. (2007)). Cependant, du fait des barres d'erreurs relativement grandes, l'écart n'est pas critique. L'estimateur X donne par exemple une pente à plus 1σ de 1.43. Comme je l'ai mentionné plus haut, la normalisation de cette relation est moins sensible aux paramètres de sélection des galaxies et donc plus facilement comparable. Par exemple, Reyes et al. (2008) obtienne une normalisation de 1.76 ± 0.17 , en bon accord avec notre relation $M_{200}^{WL} - L$ (contrairement à la relation $M - N$ puisqu'ils trouvent 1.42 ± 0.08 alors que nous avons des valeurs de l'ordre de 4-6, une différence qui ne peut s'expliquer uniquement par l'omission d'un facteur $h(z) \sim 1.3$ à $z=0.5$ pour tenir compte de l'évolution de la masse).

Le fait d'avoir une pente supérieure à 1, autrement dit les amas plus massifs sont moins lumineux, est prédit par des modèles semi-analytiques. Les amas plus massifs ont un gaz intra-amas plus chaud et donc un temps de refroidissement plus long, ce qui va réduire le taux de formation de galaxies (Kauffmann et al. 1999). De plus, les mécanismes qui affectent les galaxies (taux de formation d'étoiles, fusions/destructions, ... voir chapitre 2) sont plus efficaces pour les amas massifs et riches. Même si la valeur exacte de la pente de la relation $M - L$ reste difficilement prévisible, il est clair qu'elle doit être supérieure à 1, ce qui est effectivement observé.

Etant donné que la pente que nous obtenons est compatible avec 1, on peut regarder ce qu'il advient du rapport masse sur luminosité M/L . Même si celui-ci

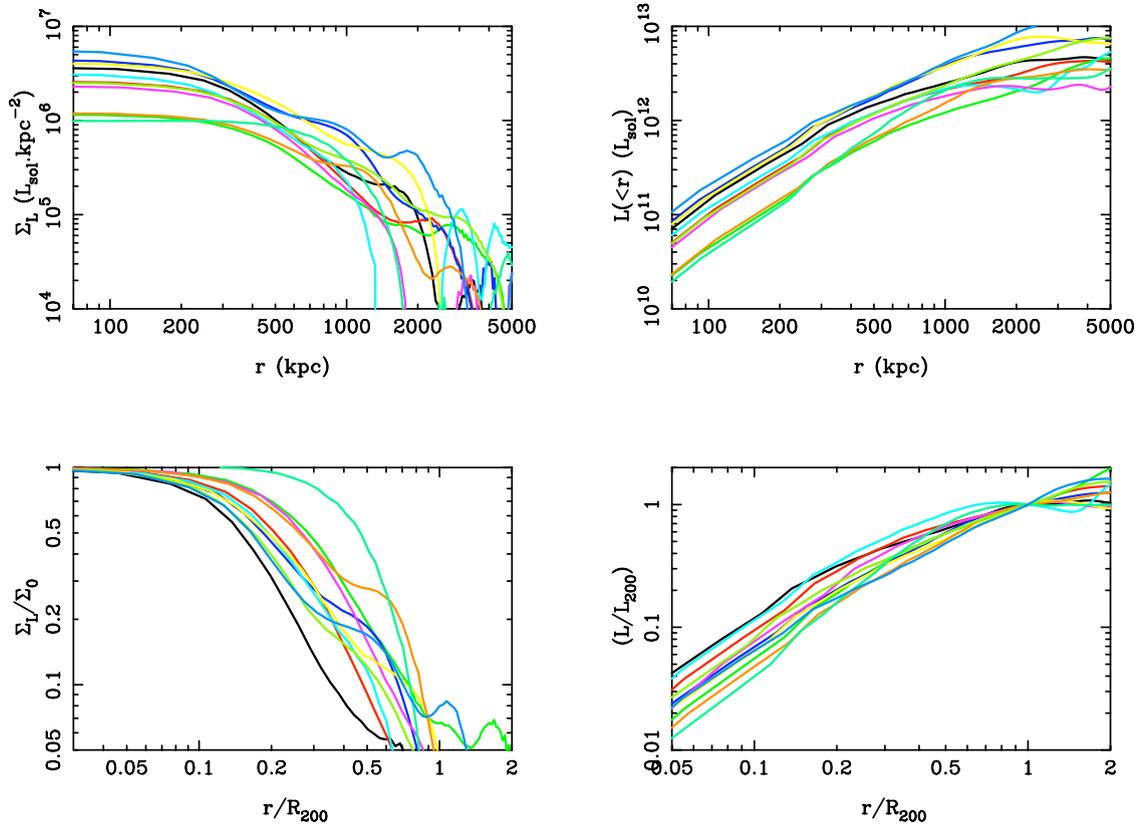


Fig. 5.12: Figure identique à la figure 5.10 pour la luminosité des galaxies elliptiques.

n'est pas sensé être constant, la petite gamme de masses que nous avons permis de calculer un rapport moyen en première approximation.

La colonne 7 des tables 5.6 et 5.7 regroupe les valeurs moyennes de ce rapport avec ou sans RXJ2228. Ici aussi, les valeurs obtenues sont toutes compatibles entre elles, même si le *lensing* donne un rapport sensiblement supérieur, ~ 500 contre ~ 350 . Globalement, on obtient donc une valeur de l'ordre de 400, avec une dispersion d'environ 40%.

Ce rapport $M/L \sim 400$ est supérieur *a priori* à ce que d'autres études obtiennent avec des rapports de l'ordre de 100-300 (Smail et al. 1997; Carlberg et al. 1996, 1997; Bardeau et al. 2007; Limousin et al. 2009; Medezinski et al. 2010). Il faut cependant se rappeler que la sélection des galaxies va influencer directement la valeur de ce rapport et donc rend les comparaisons entre différents travaux assez difficile. Par exemple, la coupure en magnitude implique qu'une partie de la fonction de luminosité n'est pas prise en compte (facteur ~ 2) alors que la restriction à la séquence des elliptiques signifie qu'on manque la luminosité associée à une bonne part des galaxies ($\sim 30\%$). L'évolution de la luminosité de chaque galaxie n'est pas toujours prise en compte, or à nos *redshifts* sa valeur est suffisamment importante pour modifier le rapport M/L (pour une galaxie elliptique à $z = 0.5$, la correction k seule vaut 1.30 mag, la correction k+évolution donne 0.67 mag, soit pratiquement un facteur 2 sur le rapport M/L si on tient compte de l'évolution).

Tab. 5.8: Relation masse-luminosité de la BCG $M_{\Delta} = A.(L_{BCG}/5)^{\alpha}$, les masses sont exprimées en unité de $10^{14}h_{70}^{-1}M_{\odot}$ et les luminosités en $10^{10}h_{70}^{-2}L_{\odot}$. Ces dernières sont calculées en tenant compte des corrections κ +évolution.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ
$M_{200}^{WL} - L_{BCG}$	1.30 ± 0.37	1.91 ± 0.28	0.09	0.22	0.17
$M_{200}^{X+WL} - L_{BCG}$	1.96 ± 0.41	0.52 ± 0.08	0.07	0.22	0.47
$M_{500}^X - L_{BCG}$	1.98 ± 0.67	0.33 ± 0.07	0.10	0.30	0.37
$M_{500}^{X+WL} - L_{BCG}$	2.01 ± 0.38	0.33 ± 0.05	0.06	0.24	0.52

5.3.4 Luminosité de la BCG

Dans la section sur la corrélation des propriétés des galaxies avec la masse de l'amas hôte, nous avons évoqué une possible relation entre la masse totale et la luminosité de la galaxie la plus brillante. Celle-ci est généralement une galaxie cD très massive (Tonry 1987), localisée au centre du puit de potentiel de l'amas. Plusieurs mécanismes permettent d'expliquer la formation d'un tel objet (et probablement couplés entre eux). Par exemple, les galaxies massives "tombent" au centre de l'amas à cause de frictions dynamiques, la première arrivée voit alors sa masse et sa luminosité grandir en fusionnant avec les galaxies qui arrivent après elle (Ostriker & Tremaine 1975; Hausman & Ostriker 1978). Le *cooling flow* évoqué au chapitre 2 peut également être responsable de leur croissance (Cowie & Binney 1977), tout comme la possibilité de fusion de plusieurs galaxies lors de la formation de l'amas (fusion de groupes ou d'amas de faibles masses, Merritt (1985)). Le fait que de telles galaxies soient uniquement observées dans des amas de galaxies ou dans des structures localement denses (Beers & Geller 1983) est un argument supplémentaire en faveur de l'existence d'une corrélation entre leur luminosité et la masse totale de l'amas (voir par exemple Lin & Mohr (2004) pour plus de détails). J'ai donc réalisé l'ajustement de la relation masse-luminosité de la BCG $M - L_{BCG}$ (table 5.8).

On peut constater que la corrélation est bien moins forte que pour les relations $M - N$ et $M - L$, notamment avec l'estimateur *lensing*. La situation est un peu meilleure pour l'estimateur combiné (voir figure 5.13). Les pentes sont globalement supérieures à 1, résultat en accord avec d'autres études (Lin & Mohr 2004; Reyes et al. 2008). Ces travaux font le même constat sur la faible qualité de la corrélation et la forte dispersion. Ceci n'est pas étonnant étant donné que cette relation se base sur les propriétés d'une seule galaxie, et donc est plus sujette à l'influence des divers processus physiques capables d'en modifier les propriétés.

Pour résumer, l'étude des corrélations entre les propriétés optiques d'un amas et sa masse a montré que la relation $M - N$ est la mieux contrainte et la moins dispersée, particulièrement avec les estimations X de la masse. Cependant, du fait de la faible statistique et de la gamme de masses dynamiquement petite, les valeurs obtenues restent discutables et les barres d'erreurs certainement trop grandes pour une utilisation fiable comme traceur de la masse. Pour autant, cette analyse va dans le sens des résultats obtenus par d'autres groupes avec différents estimateurs de masse et à différents *redshifts*.

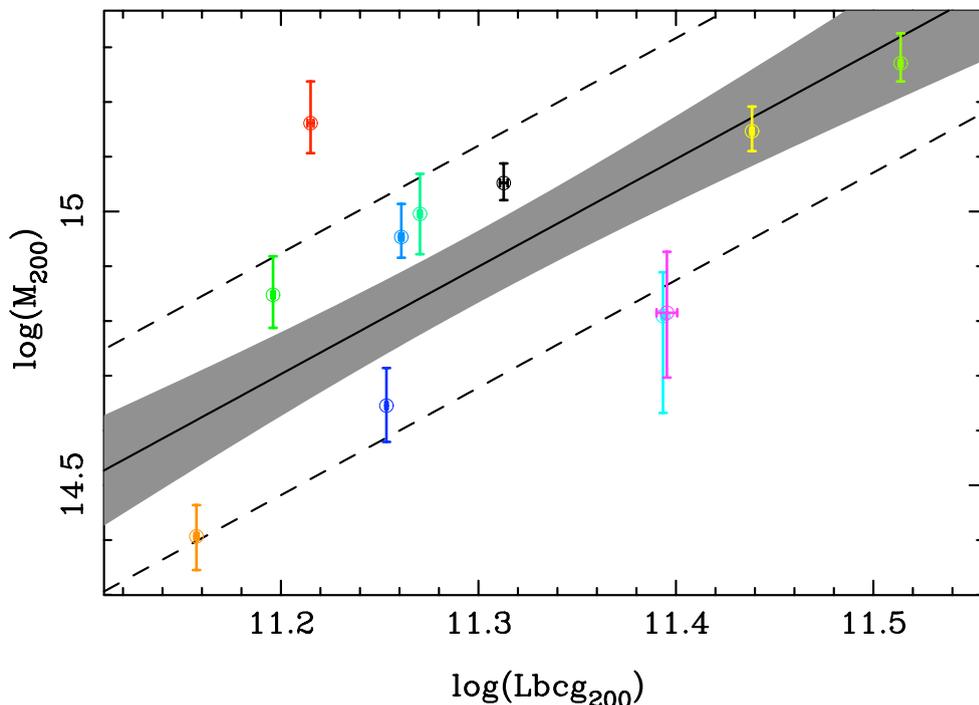


Fig. 5.13: Corrélation masse-luminosité de la BCG obtenue en $\Delta = 200$ pour l'estimateur $X+WL$. Les masses sont en unité de M_{\odot} , les luminosités en unité de L_{\odot} .

5.3.5 Luminosité X

Les résultats de l'ajustement de la relation $L_X - M$ sur l'échantillon sont présentés table 5.9 et figure 5.14. Les luminosités X utilisées ont été mesurées dans la bande d'énergie $[0.5 - 2]$ keV. Les masses et les luminosités sont corrigées du facteur d'évolution. Comme on se place à un contraste de densité constant $\Delta = 200$, le facteur d'évolution F_z se réduit à $h(z)$.

Si l'on se penche sur la relation calibrée avec les masses *lensing*, on constate que la pente obtenue de 1.73 ± 0.30 est incompatible avec les prédictions du modèle auto-similaire qui prévoit une pente de $4/3$. Ces effets sont prévus lorsque la physique du gaz et des baryons est incluse dans les modèles : les amas moins massifs sont moins lumineux que ce qu'ils devraient être, notamment à cause du seuil d'entropie dans la zone centrale qui y réduit la condensation du gaz.

Si on suppose la pente théorique de $4/3$ correcte, alors on peut regarder ce qu'il advient de la normalisation de la relation. Pour cela, j'ai cherché la valeur de ce paramètre qui minimise la fonction de type χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[\log Y_i - \log A - (4/3) \log X_i]^2}{\sigma_{\log Y_i}^2 + (4/3)^2 \sigma_{\log X_i}^2} \quad (5.10)$$

avec donc $X_i = h(z)M^i/M^0$ et $Y_i = h(z)^{-1}L_X^i/L_X^0$ où les normalisations en masse et luminosité correspondent au barycentre pris sur l'échantillon total. Les erreurs σ sont obtenues de la même manière que précédemment, *via* l'équation 5.5.

J'obtiens après une minimisation sur plusieurs tirages Monte Carlo une normalisation $A_{200}^{wl} = 2.82 \pm 0.21$ et $A_{200}^{X+wl} = 4.95 \pm 0.26$, soit des valeurs très similaires au cas

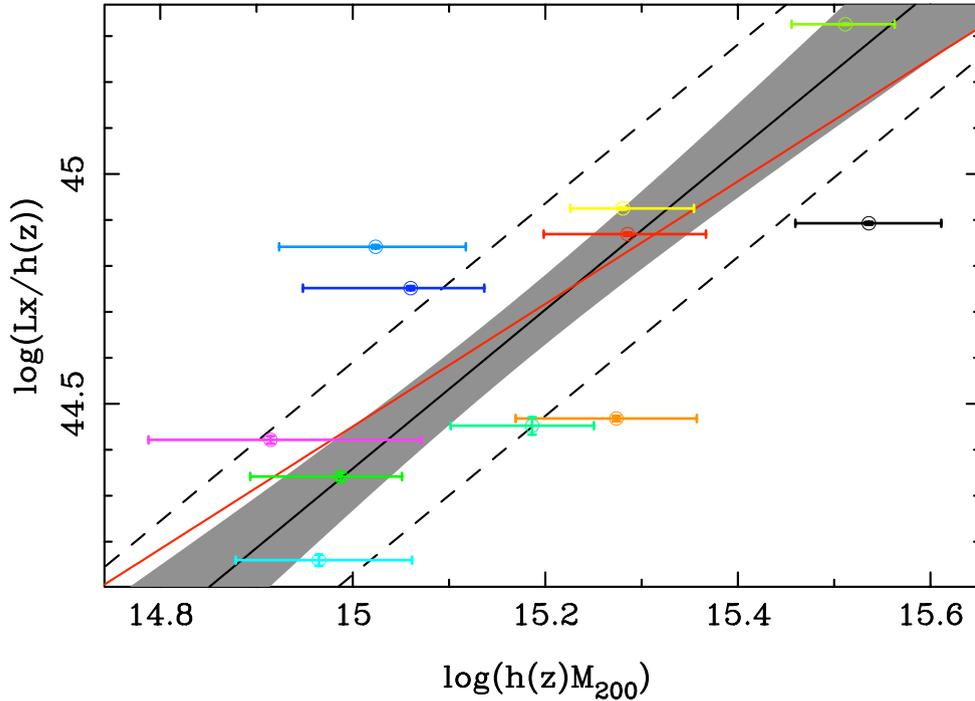


Fig. 5.14: Corrélation luminosité X -masse obtenue en $\Delta = 200$ pour l'estimateur *lensing*. Les masses sont en unité de M_{\odot} , les luminosités en $\text{erg}\cdot\text{sec}^{-1}$. La droite rouge correspond au meilleur ajustement en ayant fixé la pente à la valeur théorique de $4/3$.

où la pente est laissée libre lors de l'ajustement. Autrement dit, la faible statistique et la faible couverture en masse ne permettent pas d'exclure significativement le cas auto-similaire, figure 5.14. On peut constater sur cette même figure que l'amas RXJ2228 a toujours le même comportement, à savoir une estimation de la masse *lensing* probablement sous-estimée.

En terme de corrélation, la relation $L_X - M^{wl}$ a un coefficient de Spearman de 0.85. On remarque cependant que la dispersion intrinsèque de 0.23 est assez élevée, un résultat obtenu par d'autres études et qui démontre l'influence plus directe de la physique au sein d'un amas sur sa luminosité X par rapport à sa richesse par exemple. La différence de pente et de normalisation selon l'estimateur considéré s'explique par la présence de 2 amas loin de l'ajustement global pour la relation avec les masses combinées. Nous avons vu en effet que RXJ0943 a une masse combinée sujette à discussions. MS1241 possède quant à lui une masse *lensing* très différente de l'estimation X . On notera cependant sur la figure 5.14 que cet amas a une luminosité X relativement compatible avec sa masse *lensing*, ce qui laisse supposer que non seulement l'analyse *lensing* surestime sa masse mais aussi que l'analyse X la sous-estime.

Parmi différents résultats trouvés dans la littérature, citons par exemple ceux obtenus par Leauthaud et al. (2010) sur les groupes du relevé *COSMOS* avec également des masses *lensing*. Ils obtiennent $M \propto L_X^{0.66 \pm 0.14}$, soit $L_X \propto M^{1.52}$, une valeur parfaitement compatible avec la notre. Rykoff et al. (2008a) obtiennent avec les masses *lensing* des amas du catalogue *maxBCG* une pente de 1.65 ± 0.13 , valeur également en accord avec nos résultats. Bardeau et al. (2007) trouvent quant à eux une pente

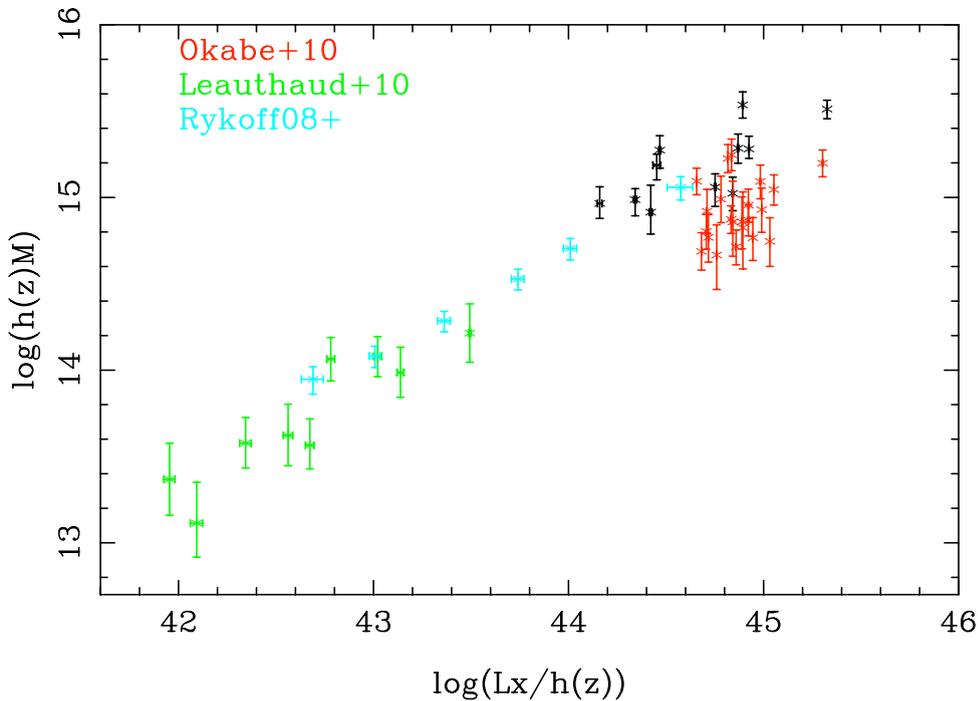


Fig. 5.15: Comparaison de l'échantillon étudié ici (points noirs, masses *lensing*) avec d'autres travaux. En rouge, les amas *LoCuSS* de Okabe et al. (2010a), en vert les amas/groupes *COSMOS* de Leauthaud et al. (2010) et en bleu les amas (empilés) de Rykoff et al. (2008b) dont les masses ont été augmentées du facteur correctif 1.24 (voir Mandelbaum et al. (2008); Leauthaud et al. (2010)). Les masses et les luminosités sont en unités solaires.

de 0.83 ± 0.11 , largement en désaccord avec la plupart des autres études ainsi que de la prédiction auto-similaire. Il semblerait que leurs masses soient globalement sous-estimées (Leauthaud et al. 2010).

Du côté des études basées sur des estimations X de la masse, on trouve des valeurs très similaires : 1.49 ± 0.09 pour Reiprich & Böhringer (2002), 1.58 ± 0.23 pour Popesso et al. (2005), 1.82 ± 0.13 pour Chen et al. (2007), 1.81 ± 0.10 pour Pratt et al. (2009), 1.61 ± 0.14 pour Vikhlinin et al. (2009b). Même si de manière générale les pentes obtenues sont mieux contraintes que celles de ce travail, elles n'en restent pas moins entièrement compatibles avec notre valeur de 1.73 ± 0.30 .

Pour ce qui est de la comparaison des normalisations, l'exercice est plus délicat car cela suppose une évolution standard de la loi d'échelle afin tenir compte du *redshift* des amas considérés (avec suffisamment de contraintes, on peut toujours essayer d'estimer cette évolution comme par exemple Leauthaud et al. (2010)). D'autre part, les luminosités X ne sont pas toutes calculées dans la même bande d'énergie ou intégrées dans le même rayon. Comme les aspects d'évolution des lois d'échelle font partie d'un travail en cours, ils ne seront pas abordés plus en détails ici.

Sur la figure 5.15, j'ai comparé les amas de l'échantillon avec certains des travaux cités plus haut qui utilisent aussi des estimations *lensing* de la masse. On constate que l'alignement est plutôt remarquable avec les masses plus faibles, ce qui montre que nos résultats sont compatibles à la fois pour la pente et pour la normalisation de la corrélation masse-luminosité X . On remarque également que les masses des

Tab. 5.9: Résultats de l’ajustement de la relation masse-luminosité $X F_z^{-1} L_X = A.(F_z M_\Delta)^\alpha$, où les masses sont exprimées en unité de $10^{15} h_{70}^{-1} M_\odot$ et les luminosités en $10^{44} h_{70}^{-2} \text{erg.s}^{-1}$.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ
$(h(z)^{-1} L_X) - (h(z) M_{200}^{WL})$	1.73 ± 0.30	2.29 ± 0.40	0.15	0.23	0.85
$(h(z)^{-1} L_X) - (h(z) M_{200}^{X+WL})$	1.40 ± 0.36	4.34 ± 0.93	0.10	0.28	0.73

amas de Okabe et al. (2010a) sont globalement plus petites que les nôtres pour des luminosités équivalentes mais à des *redshifts* inférieurs : erreur systématique ou évolution non standard de la relation d’échelle... ? Une étude combinée plus poussée de la loi $L_X - M$ sera donc à poursuivre.

Pour résumer, la relation $L_X - M$ calibrée avec les estimations *lensing* de la masse des amas est en très bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature. Les mêmes effets sont observés, à savoir une pente plus forte que les prédictions du modèle auto-similaire ainsi qu’une forte dispersion qui témoigne de l’impact des phénomènes physiques non gravitationnels. La corrélation n’en reste pas moins présente avec un coefficient de Spearman de 0.85. Cette loi d’échelle est donc *a priori* légèrement moins compétitive que la relation $M - N$ pour servir d’estimateur de masse pour de larges échantillons d’amas, d’autant plus qu’il est plus rapide et plus simple d’estimer une richesse qu’une luminosité X .

5.3.6 Température

Comme pour la relation masse-luminosité X , j’ai effectué l’ajustement de la relation $M - T$ avec les estimations *lensing* et combinées des masses prises en $\Delta = 200$ (table 5.10 et figure 5.16).

Les valeurs de la pente obtenues sont compatibles avec la prédiction du modèle auto-similaire, $\alpha = 1.5$ et la corrélation est satisfaisante, notamment en terme de dispersion intrinsèque, la plus petite obtenue jusqu’ici. Comme pour la relation $L_X - M$ on observe un certain désaccord sur la valeur de la normalisation entre les 2 estimateurs. J’ai donc également effectué l’ajustement en fixant la pente à sa valeur théorique pour voir si l’anti-corrélation entre la normalisation et la pente est responsable de cette différence. Il s’avère comme précédemment que non, les normalisations correspondantes sont très similaires à celles obtenues en laissant la pente libre : 12.64 ± 0.78 pour les masses *lensing* et 8.19 ± 0.34 pour les masses combinées. Ce sont ces 2 valeurs qui serviront par la suite pour comparer nos résultats avec les normalisations obtenues dans d’autres études car il est plus simple de supposer une pente de 1.5 pour ensuite convertir et comparer les résultats.

Pour expliquer cette différence, on peut également regarder l’impact des amas *a priori* incompatibles avec les autres sur les résultats de l’ajustement. On constate par exemple sur la figure 5.16 que l’amas MS1241 à une masse *lensing* apparemment trop grande pour sa température. De plus, contrairement au cas $L_X - M$, la masse combinée est plus en accord avec la valeur de la température, ce qui semble indiquer

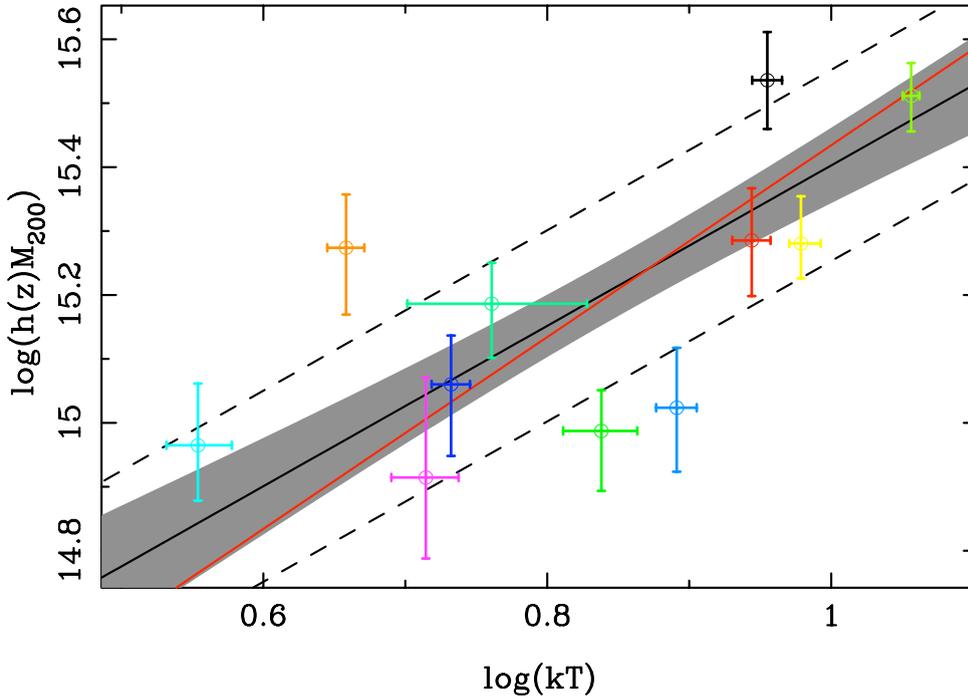


Fig. 5.16: Corrélation masse-température obtenue en $\Delta = 200$ pour l'estimateur *lensing*. Les masses sont en unité de M_{\odot} , les températures en keV. La droite rouge correspond au meilleur ajustement en ayant fixé la pente à sa valeur théorique de 1.5.

Tab. 5.10: Résultats de l'ajustement de la relation masse-température $F_z M_{\Delta} = A.(T/6)^{\alpha}$, les masses étant exprimées en unité de $10^{14}h_{70}^{-1}M_{\odot}$ et les température en keV.

relation	α	A	σ_{stat}	σ_{int}	ρ
$(h(z)M_{200}^{WL}) - T$	1.25 ± 0.23	13.31 ± 1.45	0.09	0.15	0.73
$(h(z)M_{200}^{X+WL}) - T$	1.54 ± 0.36	9.01 ± 0.76	0.08	0.14	0.87

une relation $L_X - T$ quelque peu inhabituelle pour cet amas. Pour ce qui est de RXJ0943 et de son estimation combinée de la masse discutable, l'effet observé est moindre puisque sa masse et sa température sont pratiquement compatibles avec le meilleur ajustement de la relation $M - T$.

Le fait d'enlever MS1241 de l'ajustement avec les masses *lensing* donne une pente plus élevée égale à 1.36 ± 0.29 , une normalisation de 12.1 ± 1.23 , une dispersion intrinsèque de 0.12 et une corrélation de 0.83. La situation est donc plus proche de la relation calibrée avec les masses combinées mais sensiblement moins bonne malgré le fait d'avoir enlevé un amas. Les normalisations sont toujours difficilement compatibles, ce qui semble donc être dû aux différences significatives entre les masses *lensing* et les masses combinées pour plusieurs amas.

On pourra donc retenir que la relation calibrée avec les masses combinées est la meilleure parmi toutes celles obtenues jusqu'ici, avec le plus grand coefficient de corrélation et la plus petite dispersion intrinsèque. C'est cette loi d'échelle qui devrait donc être utilisée pour estimer rapidement la masse d'un large échantillon d'amas afin d'en caractériser la fonction de masse et en déduire des contraintes cos-

mologiques. Cependant la température reste une quantité difficile d'accès pour de grands échantillons d'amas et donc la relation $M - N$ reste toujours compétitive.

Ici la comparaison avec les résultats obtenus par d'autres groupes et assez difficile car le nombre d'études similaires à la notre est assez limité si on se restreint à des lois calibrées avec des masses *lensing*. Citons par exemple Hoekstra (2007) qui obtient une pente de 1.34 ± 0.29 , un résultat similaire au notre. Okabe et al. (2010b) ont obtenu quant à eux une pente de 1.49 ± 0.58 sur 12 amas de l'échantillon *LoCuSS*, là aussi compatible avec nos résultats et avec le modèle auto-similaire.

Comme pour la relation $L_X - M$, la comparaison des normalisations va dépendre du type d'analyse et donc ces résultats sont à prendre avec précautions. Bardeau et al. (2007) trouvent une normalisation de $0.44^{+0.39}_{-0.21}$ en ayant fixé la pente à $3/2$. Cette valeur équivaut à $6.47^{+5.73}_{-3.08}$ dans nos unités, soit une valeur compatible à la notre dans sa limite inférieure. Pedersen & Dahle (2007) obtiennent $M_{500,8keV} = (8.7 \pm 1.6)h^{-1} \times 10^{14}M_{\odot}$ avec leur large échantillon d'amas. Une fois convertie dans nos unités, celle-ci correspond à une normalisation de 11.70 ± 2.15 , valeur en accord avec notre estimation basée sur les masses *lensing*. La dernière étude en date est celle de Okabe et al. (2010b) déjà mentionnée précédemment. Leur normalisation de $M_{500,5keV} = 2.45^{+0.27}_{-0.24}10^{14}h^{-1}M_{\odot}$ avec la pente fixée à $3/2$ donne dans nos unités une valeur de $6.67^{+0.50}_{-0.45}$ plutôt incompatible avec notre estimation. Comme leur amas sont à des *redshifts* plus petits ($z < 0.3$), on peut être tenté d'expliquer la différence observée par la présence d'une évolution non standard de la relation $M - T$. Cependant on peut aussi penser que leur masses sont globalement sous-estimées (figure 5.15).

Pour finir, on pourra noter également que l'équation 2.54 qui donne la valeur théorique de la normalisation pour le cas parfaitement hydrostatique équivaut à une normalisation $M_{200,6keV} \sim 9.10^{14}M_{\odot}$ (en ayant simplement remplacé dans l'équation δ_{vir} par $\Delta = 200$ et $M_{vir} = M_{200}$), une valeur proche de la normalisation issue des masses combinées, $\sim 8 - 9$, et sensiblement inférieure à celle obtenue avec les masses *lensing*, $\sim 12 - 13$. Pour ce qui est de la normalisation dérivée avec une estimation hydrostatique des masses, citons par exemple Arnaud et al. (2005) qui obtiennent en $\Delta = 200$ une normalisation ~ 7.5 dans nos unités pour des amas proches et chauds ($T > 3.5$ keV), une valeur similaire à celle obtenue par Vikhlinin et al. (2006) et sensiblement inférieure à nos résultats. Là aussi, difficile de séparer de possibles biais de calibration des masses d'une évolution non standard de la relation $M - T$.

La caractérisation de la relation $M - T$ étant relativement complexe, notamment à cause des divers processus physiques non gravitationnels qui peuvent en affecter la pente et la normalisation, je n'irai pas plus loin dans l'étude de celle-ci. Tout ceci fait cependant l'objet de la continuation du travail de cette thèse.

5.3.7 Bilan sur les corrélations

L'analyse de cet échantillon d'amas distants a permis de montrer que les différentes propriétés d'un amas sont corrélées avec la masse de celui-ci. Malgré une statistique limitée, nous avons pu contraindre la forme générale de ces corrélations. Cela a révélé qu'à ces *redshifts*, les lois d'échelle s'accordent avec les prédictions du

modèle hiérarchique de la formation gravitationnelle des structures. L'impact des mécanismes physiques qui influencent le contenu baryonique d'un amas a également été mis en lumière, notamment avec l'estimation *lensing* de la pente de la relation masse-luminosité X qui est significativement en désaccord avec la prédiction similaire. Comme la pente de la relation masse-température correspond à sa valeur théorique, cela montre bien que la relation $L_X - T$ est affectée par l'action de processus non gravitationnel sur les propriétés du gaz intra-amas (cela reste néanmoins à pondérer par la couverture en masse de l'échantillon étudié qui se focalise sur les amas très massifs). Le fait que la masse corrèle avec la richesse et la luminosité optique dans un rapport légèrement supérieur à 1 tend à prouver que les mécanismes qui affectent les propriétés de ces galaxies sont déjà à l'oeuvre à ces *redshifts*.

Dans la majeure partie des cas, l'estimation des masses combinées donne de meilleurs résultats sur la contrainte des lois d'échelle, ce qui reflète la difficulté d'obtenir des masses *lensing* précises à ces *redshifts*. Pour ce qui est de la corrélation avec les propriétés des galaxies de l'amas, il ressort que la richesse trace mieux la masse que la luminosité totale ou bien celle contenue dans la galaxie la plus brillante. Pour les propriétés X du gaz, c'est la température qui semble être la plus corrélée avec la masse.

La question de l'évolution reste pour l'instant en suspens du fait d'un manque d'échantillons à différents *redshifts* comparable avec celui-ci. A cela s'ajoute les difficultés à déterminer une normalisation avec une méthode et des unités similaires, étape indispensable pour dissocier des erreurs de calibration d'une réelle évolution non standard des lois d'échelle.

Tous ces résultats doivent également être modérés par la taille limitée de l'échantillon et par la présence d'amas perturbés ou dans des conditions particulières (fusions, présence de filaments, sous-structures importantes, ...) qui introduisent une dispersion supplémentaire lors de l'analyse des corrélations avec la masse, et ce de manière différente selon la relation considérée. Une compilation avec d'autres amas distants permettrait d'augmenter le poids statistique de notre étude et d'obtenir des résultats plus robustes sur l'étalonnage des lois d'échelle à ces *redshifts*.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Au cours de ces 3 années de thèse, j'ai approfondi, amélioré et adapté une méthode de mesure de la masse des amas de galaxies par effets de lentilles gravitationnelles. J'ai notamment mis en lumière les difficultés liées à l'application d'une telle méthode sur des amas de galaxies à hauts *redshifts*. Au delà de l'ellipticité intrinsèque des galaxies, plusieurs sources d'erreurs viennent perturber la mesure du signal de cisaillement. Résolution angulaire, mesure de la forme des galaxies, classification des galaxies, détermination de la géométrie du système et effets de projections sont les principales causes de l'incertitude de l'estimation *lensing* de la masse d'un amas.

L'étude d'un échantillon de 12 amas massifs et lointains ($0.4 < z < 0.6$, $0.5 < M < 2.10^{15} M_{\odot}$) observés avec l'instrument Megacam au CFHT m'a permis néanmoins de montrer que cette méthode reste compétitive avec l'analyse X basée sur les observations du satellite *XMM-Newton*. Les estimations de la masse totale des amas obtenues par ces 2 techniques sont, sauf cas exceptionnels et identifiés comme tels, parfaitement compatibles. L'accord de ces 2 estimateurs basés sur des méthodes totalement différentes confirme la robustesse de chacune ainsi que leur complémentarité. Lorsqu'un amas est dynamiquement perturbé, l'estimation hydrostatique de sa masse est biaisée contrairement à l'analyse *lensing* qui s'affranchit de l'état thermodynamique du milieu intra-amas. Dans le cas où l'amas est dans une configuration propice à de forts effets de projections (structures à grande échelle, concentration apparente extrême, sous-structures, groupes/amas d'avant-plan...), l'analyse *lensing* devient moins performante et donne des masses qui peuvent se révéler être très fortement sur ou sous-estimées.

J'ai également confirmé l'existence de corrélations étroites entre les caractéristiques d'un amas et sa masse : sa luminosité optique, sa richesse, sa température et sa luminosité X sont autant de quantités capables de tracer la masse d'un amas. Malgré la faible statistique de l'échantillon, il apparaît que la température est la grandeur qui est la mieux corrélées avec la masse, un résultat déjà observé à différents *redshifts*. Cependant, devant la difficulté à obtenir une estimation de cette température pour de grands échantillons d'amas, la relation masse-richesse apparaît comme une très bonne alternative puisque plus facile à déterminer.

La caractérisation de ces différentes corrélations est en bon accord avec les résultats déduits d'analyses basées sur différentes techniques, différents *redshifts* et dans

d'autres gammes de masses. Cela prouve la compétitivité de la méthode utilisée dans cette thèse. Les résultats encore préliminaires suggèrent que le modèle auto-similaire est valide à ces *redshifts* et que ses limites sont également détectées, avec une influence significative des processus non gravitationnels sur la composante baryonique.

Pour autant, il reste beaucoup de travail à faire dans la continuité de cette thèse. Dans l'immédiat, il paraît important de poursuivre l'analyse des corrélations entre la masse de l'amas et ses propriétés. Les modèles de formation et d'évolution des structures prédisent certains résultats qui peuvent être confirmés en combinant cet échantillon d'amas avec d'autres afin d'augmenter la statistique et donc la pertinence des résultats. En particulier, la caractérisation de l'évolution des lois d'échelle est un des aspects qui méritent une attention toute particulière.

Plusieurs raffinements dans la méthode sont également possibles, notamment en ce qui concerne la mesure de la forme des galaxies. J'ai en effet calibré ma méthode sur un ensemble de simulations dédiées au test des différentes techniques de *lensing*. Et il est clair que l'utilisation de `Im2shape` peut être améliorée, par exemple en ajustant la forme des galaxies par des modèles plus complexes et réalistes qu'une simple ellipse.

Puisque la méthode d'analyse des effets de lentilles faibles a été validée au cours de cette thèse, il serait intéressant de l'appliquer à d'autres données du même type comme par exemple les champs *Wide* du relevé CFHTLS. Les 4 champs couvrent une surface supérieure à 180 degrés carrés ce qui représente une surface à analyser assez conséquente. Une recherche d'amas de galaxies par effet de lentille faible comme celle réalisée par Gavazzi & Soucail (2007) sur les champs *Deep* pourrait conduire à la création d'un nouveau catalogue d'amas sélectionnés en masse avec une fonction de sélection différente des échantillons d'amas X . Ces nouveaux amas seraient utiles par exemple pour améliorer la caractérisation des lois d'échelle optiques ou bien tenter de mesurer leur fonction de masse.

Un autre point qui devrait être investigué plus en détails concerne l'analyse combinée des effets de lentilles faibles avec les données X et les effets de lentilles fortes. Dans le chapitre 5 j'ai présenté un début d'analyse combinée et montré que le gain peut se révéler substantiel dans certains cas. L'étude peut être poussée plus loin avec des méthodes statistiques plus élaborées et surtout avec la prise en compte de la présence d'arc pour certains des amas. Une analyse *strong lensing* permet en effet de contraindre la partie centrale de l'amas qui est inaccessible via l'analyse *weak lensing*. La complémentarité évidente des 2 méthodes mérite donc une étude approfondie. Ici, une utilisation de `Lenstool` qui permet d'effectuer une analyse combinée peut constituer un bon point de départ.

Pour finir, une analyse plus poussée des propriétés morphologiques des amas est envisageable telle que l'étude des liens entre les distributions en masse, en luminosité, en brillance de surface et en densité de galaxies membres. Les propriétés des galaxies ont fait l'objet du travail présenté dans Huertas-Company et al. (2009) et le lien avec la distribution en masse des amas reste à explorer (effets de l'environnement sur les caractéristiques des galaxies). Une telle analyse morphologique pourrait également permettre de différencier les amas selon leur état dynamique afin d'étudier par exemple l'impact de celui-ci sur les lois d'échelle ou bien sur le rapport

$M_X/M_{lensing}$ afin de mettre en exergue les limitations de chacune des 2 méthodes.

La détection de nouveaux amas grâce aux missions d'observations en cours ou en voie d'exploitation (*Planck*, *Euclid*, *LSST*, ...) va permettre de constituer de nouveaux catalogues d'objets toujours plus fournis afin de caractériser de manière précise la fonction de masse des amas et son évolution, ce qui représente un des objectifs majeurs de la cosmologie observationnelle moderne. Il est clair que la mise en place d'estimateurs de masse rapides et robustes est indispensable, et ne peut être correctement réalisée que par la confrontation ou la combinaison direct de plusieurs méthodes. L'analyse *lensing* décrite dans ce manuscrit s'est révélée compétitive et complémentaire de l'analyse X et constitue donc une alternative efficace à l'estimation directe de la masse d'un amas de galaxies.

La qualité des données futures va par ailleurs permettre d'utiliser les effets de lentilles gravitationnelles à des fins cosmologiques via la détection et la mesure du cisaillement cosmique, en particulier grâce à la mission *Euclid*. Afin de tirer parti au maximum de ces nouvelles observations, une amélioration des techniques de mesure de ce signal reste à faire et constitue un défi que les chercheurs vont devoir relever dans les prochaines années.

Liste des publications et conférences

Publications

A new window of exploration in the mass spectrum : strong lensing by galaxy groups in the SL2S, Limousin, M. ; Cabanac, R. ; Gavazzi, R. ; Knieb, J.-P. ; Motta, V. ; Richard, J. ; Thanjavur, K. ; **Foex, G.** ; Pello, R. *et al.*, Astronomy and Astrophysics, Volume 502, Issue 2, 2009, pp.445-456

The role of environment in the morphological transformation of galaxies in 9 rich intermediate redshifts clusters, Huertas-Company, M. ; **Foex, G.** ; Soucail, G. ; Pello, R., Astronomy and Astrophysics, Volume 505, Issue 1, 2009, pp.83-96

Conférences

29 Sep-3 Oct, 2008 : **OZ Lens 2008, Dark Matter, Dark Energy and Dark Ages with Gravitational Lensing**, Sydney, Australie (poster).

9-12 Nov, 2009 : **Galaxy Clusters in the Early Universe**, Pucon, Chili (contribution orale)

13-20 Mars, 2010 : **45th Rencontres de Moriond**, session *Cosmology* , La Thuile, Italie (contribution orale)

Bibliographie

- Abell, G. O. 1958, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 3, 211
- Abell, G. O., Corwin, Jr., H. G., & Olowin, R. P. 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 70, 1
- Adami, C., Durret, F., Benoist, C., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 509, A81+
- Afshordi, N. & Cen, R. 2002, *Astrophys. J.*, 564, 669
- Akritas, M. G. & Bershadsky, M. A. 1996, *Astrophys. J.*, 470, 706
- Allen, S. W. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 296, 392
- Allen, S. W., Rapetti, D. A., Schmidt, R. W., et al. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 383, 879
- Allen, S. W., Schmidt, R. W., Ebeling, H., Fabian, A. C., & van Speybroeck, L. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 353, 457
- Allen, S. W., Schmidt, R. W., & Fabian, A. C. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 328, L37
- Allen, S. W., Schmidt, R. W., & Fabian, A. C. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 334, L11
- Alpher, R. A. & Herman, R. 1948, *Nature*, 162, 774
- Andersson, K. E. & Madejski, G. M. 2004, *Astrophys. J.*, 607, 190
- Andreon, S. & Hurn, M. A. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 404, 1922
- Andreon, S., Punzi, G., & Grado, A. 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 360, 727
- Arimoto, N. & Yoshii, Y. 1987, *Astron. & Astrophys.*, 173, 23
- Arnaud, M. 2005, in *Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology*, ed. F. Melchiorri & Y. Rephaeli, 77–+
- Arnaud, M., Aghanim, N., & Neumann, D. M. 2002a, *Astron. & Astrophys.*, 389, 1
- Arnaud, M. & Evrard, A. E. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 305, 631
- Arnaud, M., Majerowicz, S., Lumb, D., et al. 2002b, *Astron. & Astrophys.*, 390, 27

- Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 441, 893
- Athreya, R. M., Mellier, Y., van Waerbeke, L., et al. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 384, 743
- Bacon, D. J., Amara, A., & Read, J. I. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 409, 389
- Bacon, D. J., Goldberg, D. M., Rowe, B. T. P., & Taylor, A. N. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 365, 414
- Bacon, D. J., Refregier, A. R., & Ellis, R. S. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 318, 625
- Bade, N., Engels, D., Voges, W., et al. 1998, *Astron. & Astrophys. Supp.*, 127, 145
- Bahcall, N. A., McKay, T. A., Annis, J., et al. 2003, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 148, 243
- Bardeau, S., Kneib, J.-P., Czoske, O., et al. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 434, 433
- Bardeau, S., Soucail, G., Kneib, J.-P., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 470, 449
- Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., & Szalay, A. S. 1986, *Astrophys. J.*, 304, 15
- Bartelmann, M. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 303, 643
- Bartelmann, M. 1996, *Astron. & Astrophys.*, 313, 697
- Bartelmann, M. & Narayan, R. 1995, *Astrophys. J.*, 451, 60
- Bartelmann, M. & Schneider, P. 2001, *Physics Reports*, 340, 291
- Becker, M. R., McKay, T. A., Koester, B., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 669, 905
- Beers, T. C. & Geller, M. J. 1983, *Astrophys. J.*, 274, 491
- Belsole, E., Pratt, G. W., Sauvageot, J., & Bourdin, H. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 415, 821
- Berciano Alba, A., Koopmans, L. V. E., Garrett, M. A., Wucknitz, O., & Limousin, M. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 509, A54+
- Bergé, J., Pacaud, F., Réfrégier, A., et al. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 385, 695
- Berlind, A. A. & Weinberg, D. H. 2002, *Astrophys. J.*, 575, 587
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *Astron. & Astrophys.*, 117, 393
- Bertschinger, E. & Meiksin, A. 1986, *Astrophys. J., Lett.*, 306, L1
- Bialek, J. J., Evrard, A. E., & Mohr, J. J. 2001, *Astrophys. J.*, 555, 597
- Binggeli, B., Sandage, A., & Tammann, G. A. 1985, *Astronomical Journal*, 90, 1681

- Binggeli, B., Sandage, A., & Tammann, G. A. 1988, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 26, 509
- Binney, J. & de Vaucouleurs, G. 1981, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 194, 679
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics*, ed. Binney, J. & Tremaine, S.
- Birkinshaw, M. 1999, *Physics Reports*, 310, 97
- Birkinshaw, M., Hughes, J. P., & Arnaud, K. A. 1991, *Astrophys. J.*, 379, 466
- Biviano, A. 2000, in *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*
- Blandford, R. & Narayan, R. 1986, *Astrophys. J.*, 310, 568
- Blandford, R. D., Kochanek, C. S., Kovner, I., & Narayan, R. 1989, *Science*, 245, 824
- Blandford, R. D. & Narayan, R. 1992, *AR Astron. & Astrophys.*, 30, 311
- Blanton, M. R., Dalcanton, J., Eisenstein, D., et al. 2001, *AJ*, 121, 2358
- Böhringer, H., Schuecker, P., Guzzo, L., et al. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 425, 367
- Böhringer, H., Schuecker, P., Guzzo, L., et al. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 369, 826
- Böhringer, H., Voges, W., Huchra, J. P., et al. 2000, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 129, 435
- Boldt, E., McDonald, F. B., Riegler, G., & Serlemitsos, P. 1966, *Physical Review Letters*, 17, 447
- Bolton, A. S., Burles, S., Koopmans, L. V. E., Treu, T., & Moustakas, L. A. 2006, *Astrophys. J.*, 638, 703
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 363, 476
- Bonnet, H. & Mellier, Y. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 303, 331
- Borgani, S., Girardi, M., Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., & Ellingson, E. 1999, *Astrophys. J.*, 527, 561
- Borgani, S., Governato, F., Wadsley, J., et al. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 336, 409
- Borgani, S., Murante, G., Springel, V., et al. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 348, 1078
- Borgani, S., Rosati, P., Tozzi, P., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 561, 13
- Boris, N. V., Sodr e, Jr., L., Cypriano, E. S., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 666, 747
- Borys, C., Chapman, S., Donahue, M., et al. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 352, 759

- Boselli, A. & Gavazzi, G. 2006, *PASP*, 118, 517
- Bower, R. G. 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 288, 355
- Bower, R. G. & Balogh, M. L. 2004, *Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, 325
- Bower, R. G., Benson, A. J., Malbon, R., et al. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 370, 645
- Bower, R. G., Lucey, J. R., & Ellis, R. S. 1992, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 254, 589
- Bradač, M., Clowe, D., Gonzalez, A. H., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 652, 937
- Bradač, M., Erben, T., Schneider, P., et al. 2005a, *Astron. & Astrophys.*, 437, 49
- Bradač, M., Lombardi, M., & Schneider, P. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 424, 13
- Bradač, M., Schneider, P., Lombardi, M., & Erben, T. 2005b, *Astron. & Astrophys.*, 437, 39
- Bradač, M., Schrabback, T., Erben, T., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 681, 187
- Brainerd, T. G., Blandford, R. D., & Smail, I. 1996, *Astrophys. J.*, 466, 623
- Bregman, J. N. & David, L. P. 1988, *Astrophys. J.*, 326, 639
- Bridle, S., Gull, S., Bardeau, S., & Kneib, J.-P. 2002, in *Proceedings of the Yale Cosmology Workshop : "The Shapes of Galaxies and their Dark Halos"*, ed. N. P. (World Scientific)
- Bridle, S. L., Hobson, M. P., Lasenby, A. N., & Saunders, R. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 299, 895
- Brighenti, F. & Mathews, W. G. 2001, *Astrophys. J.*, 553, 103
- Broadhurst, T. 1995, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Broadhurst, T., Umetsu, K., Medezinski, E., Oguri, M., & Rephaeli, Y. 2008, *Astrophys. J., Lett.*, 685, L9
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 344, 1000
- Bryan, G. L. 2000, *Astrophys. J., Lett.*, 544, L1
- Bryan, G. L. & Norman, M. L. 1998, *Astrophys. J.*, 495, 80
- Bullock, J. S., Kolatt, T. S., Sigad, Y., et al. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 321, 559
- Buote, D. A., Gastaldello, F., Humphrey, P. J., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 664, 123
- Burenin, R. A., Vikhlinin, A., Hornstrup, A., et al. 2007, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 172, 561

- Burke, D. J., Collins, C. A., Sharples, R. M., Romer, A. K., & Nichol, R. C. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 341, 1093
- Burke, W. L. 1981, *Astrophys. J., Lett.*, 244, L1+
- Butcher, H. & Oemler, Jr., A. 1978, *Astrophys. J.*, 226, 559
- Butcher, H. & Oemler, Jr., A. 1984, *Astrophys. J.*, 285, 426
- Byram, E. T., Chubb, T. A., & Friedman, H. 1966, *AJ*, 71, 379
- Cabanac, R. A., Alard, C., Dantel-Fort, M., et al. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 461, 813
- Canizares, C. R. 1982, *Astrophys. J.*, 263, 508
- Carlberg, R. G. 1984, *Astrophys. J.*, 286, 403
- Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., & Ellingson, E. 1997, *Astrophys. J.*, 478, 462
- Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., et al. 1996, *Astrophys. J.*, 462, 32
- Carlstrom, J. E., Joy, M. K., Grego, L., et al. 2000, *Physica Scripta Volume T*, 85, 148
- Carrasco, E. R., Cypriano, E. S., Neto, G. B. L., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 664, 777
- Carroll, S. M., Press, W. H., & Turner, E. L. 1992, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 30, 499
- Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R. 1976, *Astron. & Astrophys.*, 49, 137
- Cavaliere, A., Lapi, A., & Menci, N. 2002, *Astrophys. J., Lett.*, 581, L1
- Cen, R. 1997, *Astrophys. J.*, 485, 39
- Chen, Y., Reiprich, T. H., Böhringer, H., Ikebe, Y., & Zhang, Y. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 466, 805
- Chevallier, M. & Polarski, D. 2001, *International Journal of Modern Physics D*, 10, 213
- Clowe, D., Luppino, G. A., Kaiser, N., & Gioia, I. M. 2000, *Astrophys. J.*, 539, 540
- Cohen, J. G. & Kneib, J. 2002, *Astrophys. J.*, 573, 524
- Cole, S. & Lacey, C. 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 281, 716
- Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 43, 393
- Corless, V. L. & King, L. J. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 380, 149
- Corless, V. L. & King, L. J. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 390, 997

- Corless, V. L., King, L. J., & Clowe, D. 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 393, 1235
- Courbin, F., Tewes, M., Djorgovski, S. G., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 516, L12+
- Cowie, L. L. & Binney, J. 1977, *Astrophys. J.*, 215, 723
- Crawford, C. S. & Fabian, A. C. 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 282, 1483
- Croston, J. H., Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 459, 1007
- Cypriano, E. S., Sodr e, Jr., L., Kneib, J., & Campusano, L. E. 2004, *Astrophys. J.*, 613, 95
- Czoske, O. 2004, in *IAU Colloq. 195 : Outskirts of Galaxy Clusters : Intense Life in the Suburbs*, ed. A. Diaferio, 183–187
- Dahle, H. 2006, *Astrophys. J.*, 653, 954
- Dalton, G. B., Maddox, S. J., Sutherland, W. J., & Efstathiou, G. 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 289, 263
- Dav e, R., Katz, N., & Weinberg, D. H. 2002, *Astrophys. J.*, 579, 23
- Davis, M. & Peebles, P. J. E. 1983, *Astrophys. J.*, 267, 465
- Davis, T. M., M ortsell, E., Sollerman, J., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 666, 716
- De Filippis, E., Schindler, S., & Castillo-Morales, A. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 404, 63
- Diaferio, A. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 309, 610
- Diaferio, A. & Geller, M. J. 1997, *Astrophys. J.*, 481, 633
- Diaferio, A., Geller, M. J., & Rines, K. J. 2005, *Astrophys. J., Lett.*, 628, L97
- Dickinson, M. 1997, *The Early Universe with the VLT*, ed. J. Bergeron
- Dietrich, J. P., Biviano, A., Popesso, P., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 499, 669
- Dolag, K., Bartelmann, M., Perrotta, F., et al. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 416, 853
- Donahue, M., Horner, D. J., Cavagnolo, K. W., & Voit, G. M. 2006, *Astrophys. J.*, 643, 730
- Donahue, M. & Voit, G. M. 2004, *Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, 143
- Dos Santos, S. & Dor e, O. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 383, 450
- Dressler, A. 1980, *Astrophys. J.*, 236, 351

- Dressler, A. & Gunn, J. E. 1992, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 78, 1
- Dressler, A., Oemler, Jr., A., Butcher, H. R., & Gunn, J. E. 1994, *Astrophys. J.*, 430, 107
- Dressler, A., Oemler, Jr., A., Couch, W. J., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 490, 577
- Dressler, A., Smail, I., Poggianti, B. M., et al. 1999, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 122, 51
- Dubinski, J. & Carlberg, R. G. 1991, *Astrophys. J.*, 378, 496
- Duffy, A. R., Schaye, J., Kay, S. T., & Dalla Vecchia, C. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 390, L64
- Durrer, R. 2001, *Journal of Physical Studies*, 5, 177
- Dyson, F. W., Eddington, A. S., & Davidson, C. 1920, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 220, 291
- Ebeling, H., Edge, A. C., Allen, S. W., et al. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 318, 333
- Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., et al. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 301, 881
- Ebeling, H., Edge, A. C., & Henry, J. P. 2001, *Astrophys. J.*, 553, 668
- Ebeling, H., Ma, C. J., Kneib, J., et al. 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 395, 1213
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *Astrophys. J.*, 136, 748
- Ehlers, J. & Rindler, W. 1989, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 238, 503
- Einasto, J. 1965, *Trudy Inst. Astroz. Alma-Ata*, 51, 87
- Einstein, A. 1911, *Annalen der Physik*, 340, 898
- Einstein, A. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Eisenstein, D. J. & Hu, W. 1998, *Astrophys. J.*, 496, 605
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 633, 560
- Eke, V. R., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 282, 263
- Elgarøy, O. & Multamäki, T. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 471, 65
- Ellingson, E., Yee, H. K. C., Abraham, R. G., Morris, S. L., & Carlberg, R. G. 1998, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 116, 247
- Ellingson, E., Yee, H. K. C., Abraham, R. G., et al. 1997, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 113, 1

- Ellis, R. S., Smail, I., Dressler, A., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 483, 582
- Erben, T., Van Waerbeke, L., Bertin, E., Mellier, Y., & Schneider, P. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 366, 717
- Erben, T., van Waerbeke, L., Mellier, Y., et al. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 355, 23
- Etherington, I. M. H. 1933, *Philosophical Magazine*, 15, 761
- Ettori, S., Borgani, S., Moscardini, L., et al. 2004a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 354, 111
- Ettori, S., Tozzi, P., Borgani, S., & Rosati, P. 2004b, *Astron. & Astrophys.*, 417, 13
- Ettori, S., Tozzi, P., & Rosati, P. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 398, 879
- Evrard, A. E. & Henry, J. P. 1991, *Astrophys. J.*, 383, 95
- Evrard, A. E., MacFarland, T. J., Couchman, H. M. P., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 573, 7
- Evrard, A. E., Metzler, C. A., & Navarro, J. F. 1996, *Astrophys. J.*, 469, 494
- Fabian, A. C. & Nulsen, P. E. J. 1977, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 180, 479
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., & Woods, D. 1994, *Astrophys. J.*, 437, 56
- Faltenbacher, A., Hoffman, Y., Gottlöber, S., & Yepes, G. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 376, 1327
- Fasano, G., Poggianti, B. M., Couch, W. J., et al. 2000, *Astrophys. J.*, 542, 673
- Faure, C., Kneib, J., Covone, G., et al. 2008, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 176, 19
- Felten, J. E., Gould, R. J., Stein, W. A., & Woolf, N. J. 1966, *Astrophys. J.*, 146, 955
- Fernández-Soto, A., Lanzetta, K. M., & Yahil, A. 1999, *Astrophys. J.*, 513, 34
- Finoguenov, A., Arnaud, M., & David, L. P. 2001a, *Astrophys. J.*, 555, 191
- Finoguenov, A., Reiprich, T. H., & Böhringer, H. 2001b, *Astron. & Astrophys.*, 368, 749
- Fischer, P. & Tyson, J. A. 1997, *AJ*, 114, 14
- Fort, B., Mellier, Y., & Dantel-Fort, M. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 321, 353
- Frenk, C. S., White, S. D. M., Bode, P., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 525, 554
- Friedman, H. & Byram, E. T. 1967, *Astrophys. J.*, 147, 399
- Frieman, J. A., Turner, M. S., & Huterer, D. 2008, *AR Astron. & Astrophys.*, 46, 385

- Fu, L., Semboloni, E., Hoekstra, H., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 479, 9
- Fukugita, M., Futamase, T., & Kasai, M. 1990, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 246, 24P
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 1748
- Fukushige, T. & Makino, J. 1997, *Astrophys. J., Lett.*, 477, L9+
- Fukushige, T. & Makino, J. 2001, *Astrophys. J.*, 557, 533
- Fukushige, T. & Makino, J. 2003, *Astrophys. J.*, 588, 674
- Gao, L., Navarro, J. F., Cole, S., et al. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 387, 536
- Gaudi, B. S. 2010, ArXiv e-prints
- Gavazzi, R. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 443, 793
- Gavazzi, R., Mellier, Y., Fort, B., Cuillandre, J., & Dantel-Fort, M. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 422, 407
- Gavazzi, R. & Soucail, G. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 462, 459
- Geller, M. J., Diaferio, A., & Kurtz, M. J. 1999, *Astrophys. J., Lett.*, 517, L23
- Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., et al. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 616
- Gilmore, J. & Natarajan, P. 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 396, 354
- Gioia, I. M., Henry, J. P., Maccacaro, T., et al. 1990a, *Astrophys. J., Lett.*, 356, L35
- Gioia, I. M. & Luppino, G. A. 1994, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 94, 583
- Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R. E., et al. 1990b, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 72, 567
- Gitti, M., Piffaretti, R., & Schindler, S. 2007, *Astron. & Astrophys.*, 472, 383
- Gitti, M. & Schindler, S. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 427, L9
- Gladders, M. D., Lopez-Cruz, O., Yee, H. K. C., & Kodama, T. 1998, *Astrophys. J.*, 501, 571
- Gladders, M. D. & Yee, H. K. C. 2000, *AJ*, 120, 2148
- Gladders, M. D. & Yee, H. K. C. 2005, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 157, 1
- Goldberg, D. M. & Bacon, D. J. 2005, *Astrophys. J.*, 619, 741
- Golse, G. 2002, PhD thesis, Université Toulouse III - Paul-Sabatier
- Grosbol, P. J. 1985, *Astron. & Astrophys.*, 60, 261
- Gunn, J. E. & Gott, III, J. R. 1972, *Astrophys. J.*, 176, 1

- Gursky, H., Kellogg, E., Murray, S., et al. 1971, *Astrophys. J., Lett.*, 167, L81+
- Gursky, H., Solinger, A., Kellogg, E. M., et al. 1972, *Astrophys. J., Lett.*, 173, L99+
- Guth, A. H. 1981, *Physical Review D*, 23, 347
- Guth, A. H. & Pi, S. 1982, *Physical Review Letters*, 49, 1110
- Haiman, Z., Mohr, J. J., & Holder, G. P. 2001, *Astrophys. J.*, 553, 545
- Halkola, A., Hildebrandt, H., Schrabback, T., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 481, 65
- Hall, P. B., Sawicki, M., Pritchet, C. J., Hartwick, F. D. A., & Evans, A. S. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 193, *The Hy-Redshift Universe : Galaxy Formation and Evolution at High Redshift*, ed. A. J. Bunker & W. J. M. van Breugel, 415–+
- Hamilton, A. J. S. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 322, 419
- Hansen, S. M., McKay, T. A., Wechsler, R. H., et al. 2005, *Astrophys. J.*, 633, 122
- Harrison, E. R. 1970, *Physical Review D*, 1, 2726
- Hausman, M. A. & Ostriker, J. P. 1978, *Astrophys. J.*, 224, 320
- Hayashi, E. & White, S. D. M. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 388, 2
- Henry, J. P. 2004, *Astrophys. J.*, 609, 603
- Henry, J. P. & Arnaud, K. A. 1991, *Astrophys. J.*, 372, 410
- Henry, J. P., Gioia, I. M., Maccacaro, T., et al. 1992, *Astrophys. J.*, 386, 408
- Hernquist, L. 1990, *Astrophys. J.*, 356, 359
- Herschel, F. 1785, *Phil. Trans.*, 75, 213
- Heymans, C., Van Waerbeke, L., Bacon, D., et al. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 368, 1323
- Hicken, M., Wood-Vasey, W. M., Blondin, S., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 700, 1097
- Hicks, A. K., Ellingson, E., Hoekstra, H., & Yee, H. K. C. 2006, *Astrophys. J.*, 652, 232
- Hoekstra, H. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 370, 743
- Hoekstra, H. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 339, 1155
- Hoekstra, H. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 379, 317
- Hoekstra, H., Franx, M., & Kuijken, K. 2000, *Astrophys. J.*, 532, 88

- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., & Squires, G. 1998, *Astrophys. J.*, 504, 636
- Hoekstra, H., Mellier, Y., van Waerbeke, L., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 647, 116
- Hu, W. 2003, *Phys. Rev. D*, 67, 081304
- Hu, W. T. 1995, PhD thesis, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, BERKELEY.
- Huertas-Company, M., Foex, G., Soucail, G., & Pelló, R. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 505, 83
- Huss, A., Jain, B., & Steinmetz, M. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 308, 1011
- Huterer, D. & White, M. 2002, *Astrophys. J., Lett.*, 578, L95
- Ikebe, Y., Reiprich, T. H., Böhringer, H., Tanaka, Y., & Kitayama, T. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 383, 773
- Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 457, 841
- Ilbert, O., Tresse, L., Zucca, E., et al. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 439, 863
- Im, M., Griffiths, R. E., & Ratnatunga, K. U. 1997, *Astrophys. J.*, 475, 457
- Ishak, M., Rindler, W., Dossett, J., Moldenhauer, J., & Allison, C. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 388, 1279
- Iye, M., Iwamuro, F., Maihara, T., et al. 2000, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 52, 9
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., et al. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 321, 372
- Jia, S. M., Böhringer, H., Pointecouteau, E., Chen, Y., & Zhang, Y. Y. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 489, 1
- Jing, Y. P. & Suto, Y. 2000, *Astrophys. J., Lett.*, 529, L69
- Johnston, D. E., Sheldon, E. S., Wechsler, R. H., et al. 2007, *ArXiv e-prints*
- Jullo, E., Kneib, J., Limousin, M., et al. 2007, *New Journal of Physics*, 9, 447
- Jullo, E., Natarajan, P., Kneib, J., et al. 2010, *Science*, 329, 924
- Kaiser, N. 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 222, 323
- Kaiser, N. 1987, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 227, 1
- Kaiser, N. 1991, *Astrophys. J.*, 383, 104
- Kaiser, N. 1994, in *Clusters of Galaxies*, ed. F. Durret, A. Mazure, & J. Tran Thanh Van, 269–+
- Kaiser, N. & Squires, G. 1993, *Astrophys. J.*, 404, 441

- Kauffmann, G. & Charlot, S. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 294, 705
- Kauffmann, G., Colberg, J. M., Diaferio, A., & White, S. D. M. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 303, 188
- Kay, S. T. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 347, L13
- Kay, S. T., da Silva, A. C., Aghanim, N., et al. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 377, 317
- Kay, S. T., Thomas, P. A., Jenkins, A., & Pearce, F. R. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 355, 1091
- Kay, S. T., Thomas, P. A., & Theuns, T. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 343, 608
- Kim, W. & Narayan, R. 2003, *Astrophys. J., Lett.*, 596, L139
- King, I. 1962, *Astronomical Journal*, 67, 471
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., et al. 1996, *Astrophys. J.*, 467, 38
- Kitayama, T., Komatsu, E., Ota, N., et al. 2004, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 56, 17
- Kling, T. P., Dell'Antonio, I., Wittman, D., & Tyson, J. A. 2005, *Astrophys. J.*, 625, 643
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., & Primack, J. R. 2001, *Astrophys. J.*, 554, 903
- Kneib, J., Ellis, R. S., Smail, I., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, *Astrophys. J.*, 471, 643
- Kneib, J., Hudelot, P., Ellis, R. S., et al. 2003, *Astrophys. J.*, 598, 804
- Kneib, J., Mathez, G., Fort, B., et al. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 286, 701
- Knight, P. A. & Ponman, T. J. 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 289, 955
- Kochanek, C. S. 1990, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 247, 135
- Kochanek, C. S. 1996, *Astrophys. J.*, 466, 638
- Kodama, T. & Arimoto, N. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 320, 41
- Kodama, T., Tanaka, M., Tamura, T., et al. 2005, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 57, 309
- Koester, B. P., McKay, T. A., Annis, J., et al. 2007a, *Astrophys. J.*, 660, 239
- Koester, B. P., McKay, T. A., Annis, J., et al. 2007b, *Astrophys. J.*, 660, 221
- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., et al. 2009, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 180, 330

- Komatsu, E., Matsuo, H., Kitayama, T., et al. 2001, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 53, 57
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Koo, D. C. 1981, *Astrophys. J. Letter*, 251, L75
- Koopmans, L. V. E., de Bruyn, A. G., Fassnacht, C. D., et al. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 361, 815
- Koopmans, L. V. E., Treu, T., Fassnacht, C. D., Blandford, R. D., & Surpi, G. 2003, *Astrophys. J.*, 599, 70
- Kosowsky, A. 2002, in *Modern Cosmology*, ed. S. Bonometto, V. Gorini, & U. Moschella, 219–263
- Kotov, O. & Vikhlinin, A. 2005, *Astrophys. J.*, 633, 781
- Kravtsov, A. V., Berlind, A. A., Wechsler, R. H., et al. 2004, *Astrophys. J.*, 609, 35
- Lacey, C. & Cole, S. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 262, 627
- Lahav, O. & Liddle, A. R. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Lahav, O., Lilje, P. B., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1991, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 251, 128
- Lambas, D. G., Maddox, S. J., & Loveday, J. 1992, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 258, 404
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, *Astrophys. J.*, 237, 692
- Lau, E. T., Kravtsov, A. V., & Nagai, D. 2009, *Astrophys. J.*, 705, 1129
- Leauthaud, A., Finoguenov, A., Kneib, J., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 709, 97
- Lemze, D., Barkana, R., Broadhurst, T. J., & Rephaeli, Y. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 386, 1092
- Lemze, D., Broadhurst, T., Rephaeli, Y., Barkana, R., & Umetsu, K. 2009, *Astrophys. J.*, 701, 1336
- Leonard, A., Goldberg, D. M., Haaga, J. L., & Massey, R. 2007, *Astrophys. J.*, 666, 51
- Levine, E. S., Schulz, A. E., & White, M. 2002, *Astrophys. J.*, 577, 569
- Liddle, A. R. & Lyth, D. H. 1993, *Phys. Rep.*, 231, 1
- Lima, M. & Hu, W. 2005, *Physical Review D*, 72, 043006

- Limber, D. N. 1959, *Astrophys. J.*, 130, 414
- Limousin, M., Cabanac, R., Gavazzi, R., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 502, 445
- Limousin, M., Ebeling, H., Ma, C., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 405, 777
- Limousin, M., Kneib, J. P., Bardeau, S., et al. 2007a, *Astron. & Astrophys.*, 461, 881
- Limousin, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2007b, *Astrophys. J.*, 668, 643
- Lin, Y. & Mohr, J. J. 2004, *Astrophys. J.*, 617, 879
- Lin, Y., Mohr, J. J., & Stanford, S. A. 2003, *Astrophys. J.*, 591, 749
- Lin, Y., Mohr, J. J., & Stanford, S. A. 2004, *Astrophys. J.*, 610, 745
- Linder, E. V. 2003, *Physical Review Letters*, 90, 091301
- Lloyd-Davies, E. J., Ponman, T. J., & Cannon, D. B. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 315, 689
- Lokas, E. L., Prada, F., Wojtak, R., Moles, M., & Gottlöber, S. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 366, L26
- Lopez-Cruz, O. 1997, PhD thesis, UNIVERSITY OF TORONTO (CANADA)
- Lu, T., Gilbank, D. G., Balogh, M. L., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 403, 1787
- Lumb, D. H., Bartlett, J. G., Romer, A. K., et al. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 420, 853
- Lumsden, S. L., Nichol, R. C., Collins, C. A., & Guzzo, L. 1992, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 258, 1
- Lynden-Bell, D. 1967, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 136, 101
- Lynds, R. & Petrosian, V. 1986, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 18, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1014–+
- Ma, C. & Fry, J. N. 2000, *Astrophys. J.*, 543, 503
- Mahdavi, A., Hoekstra, H., Babul, A., & Henry, J. P. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 384, 1567
- Mahdavi, A., Hoekstra, H., Babul, A., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 664, 162
- Maizy, A., Richard, J., de Leo, M. A., Pelló, R., & Kneib, J. P. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 509, A105+
- Majumdar, S. & Mohr, J. J. 2004, *Astrophys. J.*, 613, 41

- Mandelbaum, R., Seljak, U., Baldauf, T., & Smith, R. E. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 405, 2078
- Mandelbaum, R., Seljak, U., Hirata, C. M., et al. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 386, 781
- Mantz, A., Allen, S. W., Ebeling, H., & Rapetti, D. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 387, 1179
- Marinoni, C. & Hudson, M. J. 2002, *Astrophys. J.*, 569, 101
- Markevitch, M. 1998, *Astrophys. J.*, 504, 27
- Markevitch, M. & Vikhlinin, A. 1997, *Astrophys. J.*, 491, 467
- Marshall, P. J., Hobson, M. P., Gull, S. F., & Bridle, S. L. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 335, 1037
- Mason, B. S., Dicker, S. R., Korngut, P. M., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 716, 739
- Massey, R., Rhodes, J., Ellis, R., et al. 2007, *Nature*, 445, 286
- Mather, J. C., Fixsen, D. J., Shafer, R. A., Mosier, C., & Wilkinson, D. T. 1999, *Astrophys. J.*, 512, 511
- Mathews, W. G. & Bregman, J. N. 1978, *Astrophys. J.*, 224, 308
- Mathiesen, B. F. & Evrard, A. E. 2001, *Astrophys. J.*, 546, 100
- Maughan, B. J., Jones, C., Forman, W., & Van Speybroeck, L. 2008, *Astrophys. J. Supp. Series*, 174, 117
- Mayen, C. & Soucail, G. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 361, 415
- Mazzotta, P., Rasia, E., Moscardini, L., & Tormen, G. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 354, 10
- McCarthy, I. G., Babul, A., Holder, G. P., & Balogh, M. L. 2003, *Astrophys. J.*, 591, 515
- Medezinski, E., Broadhurst, T., Umetsu, K., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 663, 717
- Medezinski, E., Broadhurst, T., Umetsu, K., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 405, 257
- Meekins, J. F., Fritz, G., Chubb, T. A., & Friedman, H. 1971, *Nature*, 231, 107
- Meneghetti, M., Rasia, E., Merten, J., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 514, A93+
- Merritt, D. 1985, *Astrophys. J.*, 289, 18
- Merritt, D., Graham, A. W., Moore, B., Diemand, J., & Terzić, B. 2006, *AJ*, 132, 2685

- Messier, C. 1784, *Connaissance des Temps*
- Metzler, C. A., White, M., & Loken, C. 2001, *Astrophys. J.*, 547, 560
- Mihos, J. C. 2004, *Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, 277
- Milgrom, M. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 365
- Miralda-Escude, J. 1991, *Astrophys. J.*, 370, 1
- Miralda-Escude, J. & Babul, A. 1995, *Astrophys. J.*, 449, 18
- Miralles, J., Erben, T., Hämmerle, H., et al. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 388, 68
- Miranda, M., Sereno, M., de Filippis, E., & Paolillo, M. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 385, 511
- Mitchell, R. J. & Culhane, J. L. 1977, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 178, 75P
- Mitchell, R. J., Culhane, J. L., Davison, P. J. N., & Ives, J. C. 1976, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 175, 29P
- Mohr, J. J., Mathiesen, B., & Evrard, A. E. 1999, *Astrophys. J.*, 517, 627
- Mohr, J. J., Reese, E. D., Ellingson, E., Lewis, A. D., & Evrard, A. E. 2000, *Astrophys. J.*, 544, 109
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, *AJ*, 125, 984
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., Dressler, A., & Oemler, A. 1996, *Nature*, 379, 613
- Moore, B., Quinn, T., Governato, F., Stadel, J., & Lake, G. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 310, 1147
- Morandi, A., Ettori, S., & Moscardini, L. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 379, 518
- Morandi, A., Pedersen, K., & Limousin, M. 2010a, *ArXiv e-prints*
- Morandi, A., Pedersen, K., & Limousin, M. 2010b, *Astrophys. J.*, 713, 491
- Mroczkowski, T., Bonamente, M., Carlstrom, J. E., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 694, 1034
- Muanwong, O., Kay, S. T., & Thomas, P. A. 2006, *Astrophys. J.*, 649, 640
- Muanwong, O., Thomas, P. A., Kay, S. T., & Pearce, F. R. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 336, 527
- Muanwong, O., Thomas, P. A., Kay, S. T., Pearce, F. R., & Couchman, H. M. P. 2001, *Astrophys. J., Lett.*, 552, L27
- Mullis, C. R., McNamara, B. R., Quintana, H., et al. 2003, *Astrophys. J.*, 594, 154

- Muzzin, A., Yee, H. K. C., Hall, P. B., & Lin, H. 2007, *Astrophys. J.*, 663, 150
- Nagai, D., Vikhlinin, A., & Kravtsov, A. V. 2007, *Astrophys. J.*, 655, 98
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 275, 720
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *Astrophys. J.*, 462, 563
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *Astrophys. J.*, 490, 493
- Navarro, J. F., Hayashi, E., Power, C., et al. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349, 1039
- Navarro, J. F., Ludlow, A., Springel, V., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 402, 21
- Nemiroff, R. J. 1991, *Physical Review Letters*, 66, 538
- Neto, A. F., Gao, L., Bett, P., et al. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 381, 1450
- Neumann, D. M. & Arnaud, M. 1999, *Astron. & Astrophys.*, 348, 711
- Nevalainen, J., Markevitch, M., & Forman, W. 2000, *Astrophys. J.*, 536, 73
- Newman, A. B., Treu, T., Ellis, R. S., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 706, 1078
- Nichol, R. C. 2004, *Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, 24
- Nord, M., Basu, K., Pacaud, F., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 506, 623
- Novicki, M. C., Sornig, M., & Henry, J. P. 2002, *The Astronom. J.*, 124, 2413
- Oguri, M. & Blandford, R. D. 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 392, 930
- Oguri, M., Hennawi, J. F., Gladders, M. D., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 699, 1038
- Oguri, M., Takada, M., Umetsu, K., & Broadhurst, T. 2005, *Astrophys. J.*, 632, 841
- Okabe, N., Takada, M., Umetsu, K., Futamase, T., & Smith, G. P. 2010a, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 62, 811
- Okabe, N. & Umetsu, K. 2008, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 60, 345
- Okabe, N., Zhang, Y., Finoguenov, A., et al. 2010b, *Astrophys. J.*, 721, 875
- Ostriker, J. P. & Tremaine, S. D. 1975, *Astrophys. J., Lett.*, 202, L113
- Ota, N. & Mitsuda, K. 2004, *Astron. & Astrophys.*, 428, 757
- Ota, N., Murase, K., Kitayama, T., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 491, 363
- Oukbir, J. & Blanchard, A. 1992, *Astron. & Astrophys.*, 262, L21

- Paczynski, B. 1986, *Astrophys. J.*, 304, 1
- Paczynski, B. 1987, *Nature*, 325, 572
- Page, L., Nolta, M. R., Barnes, C., et al. 2003, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 148, 233
- Parker, L. C., Hudson, M. J., Carlberg, R. G., & Hoekstra, H. 2005, *Astrophys. J.*, 634, 806
- Pascarelle, S. M., Windhorst, R. A., Driver, S. P., Ostrander, E. J., & Keel, W. C. 1996, *Astrophys. J., Lett.*, 456, L21+
- Peacock, J. A. 1999, *Cosmological Physics*, ed. Peacock, J. A.
- Peacock, J. A. & Dodds, S. J. 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 267, 1020
- Peacock, J. A. & Smith, R. E. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 318, 1144
- Pedersen, K. & Dahle, H. 2007, *Astrophys. J.*, 667, 26
- Peebles, P. J. E. 1970, *Astronomical Journal*, 75, 13
- Peng, E., Andersson, K., Bautz, M. W., & Garmire, G. P. 2009, *Astrophys. J.*, 701, 1283
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *Astrophys. J.*, 142, 419
- Percival, W. J. & White, M. 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 393, 297
- Perez, J. 1999, *Relativité : fondements et applications*, ed. Perez, J.-P.
- Perlman, E. S., Horner, D. J., Jones, L. R., et al. 2002, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 140, 265
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 517, 565
- Peter, P. & Uzan, J.-P. 2005, *Cosmologie primordiale*, ed. Belin
- Pickles, A. J. 1998, *PASP*, 110, 863
- Pierpaoli, E., Borgani, S., Scott, D., & White, M. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 342, 163
- Pipino, A., Matteucci, F., Borgani, S., & Biviano, A. 2002, *New Astronomy*, 7, 227
- Plagge, T., Benson, B. A., Ade, P. A. R., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 716, 1118
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011a, ArXiv e-prints
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011b, ArXiv e-prints
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011c, ArXiv e-prints
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2011d, ArXiv e-prints

- Planck Collaboration, Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2011e, ArXiv e-prints
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Arnaud, M., et al. 2011f, ArXiv e-prints
- Poggianti, B. 2004, in *Baryons in Dark Matter Halos*, ed. R. Dettmar, U. Klein, & P. Salucci
- Pointecouteau, E., Giard, M., Benoit, A., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 552, 42
- Pointecouteau, E., Hattori, M., Neumann, D., et al. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 387, 56
- Ponman, T. J., Cannon, D. B., & Navarro, J. F. 1999, *Nature*, 397, 135
- Ponman, T. J., Sanderson, A. J. R., & Finoguenov, A. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 343, 331
- Popesso, P., Biviano, A., Böhringer, H., Romaniello, M., & Voges, W. 2005, *Astron. & Astrophys.*, 433, 431
- Postman, M., Lubin, L. M., Gunn, J. E., et al. 1996, *AJ*, 111, 615
- Pratt, G. W. & Arnaud, M. 2002, *Astron. & Astrophys.*, 394, 375
- Pratt, G. W. & Arnaud, M. 2003, *Astron. & Astrophys.*, 408, 1
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Piffaretti, R., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 511, A85+
- Pratt, G. W., Arnaud, M., & Pointecouteau, E. 2006, *Astron. & Astrophys.*, 446, 429
- Pratt, G. W., Croston, J. H., Arnaud, M., & Böhringer, H. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 498, 361
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *Astrophys. J.*, 187, 425
- Quilis, V., Moore, B., & Bower, R. 2000, *Science*, 288, 1617
- Radovich, M., Puddu, E., Romano, A., Grado, A., & Getman, F. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 487, 55
- Rasia, E., Mazzotta, P., Borgani, S., et al. 2005, *Astrophys. J., Lett.*, 618, L1
- Rasia, E., Tormen, G., & Moscardini, L. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 351, 237
- Refregier, A. 2003, *AR Astron. & Astrophys.*, 41, 645
- Refsdal, S. 1964, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 128, 307
- Refsdal, S. & Surdej, J. 1994, *Reports on Progress in Physics*, 57, 117
- Reid, B. A., Percival, W. J., Eisenstein, D. J., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 404, 60

- Reiprich, T. H. & Böhringer, H. 2002, *Astrophys. J.*, 567, 716
- Reyes, R., Mandelbaum, R., Hirata, C., Bahcall, N., & Seljak, U. 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 390, 1157
- Richard, J., Smith, G. P., Kneib, J., et al. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 404, 325
- Richstone, D. O. 1976, *Astrophys. J.*, 204, 642
- Ricker, P. M. & Sarazin, C. L. 2001, *Astrophys. J.*, 561, 621
- Ricotti, M. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 344, 1237
- Riemer-Sørensen, S., Paraficz, D., Ferreira, D. D. M., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 693, 1570
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 699, 539
- Rindler, W. & Ishak, M. 2007, *Phys. Rev. D*, 76, 043006
- Romer, A. K., Nichol, R. C., Holden, B. P., et al. 2000, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 126, 209
- Rosati, P., Borgani, S., & Norman, C. 2002, *AR Astron. & Astrophys.*, 40, 539
- Rozo, E., Rykoff, E. S., Evrard, A., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 699, 768
- Rudnick, G., von der Linden, A., Pelló, R., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 700, 1559
- Rykoff, E. S., Evrard, A. E., McKay, T. A., et al. 2008a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 387, L28
- Rykoff, E. S., McKay, T. A., Becker, M. R., et al. 2008b, *Astrophys. J.*, 675, 1106
- Sahu, K. C., Shaw, R. A., Kaiser, M. E., et al. 1998, *Astrophys. J. Lett.*, 492, L125+
- Sand, D. J., Treu, T., Smith, G. P., & Ellis, R. S. 2004, *Astrophys. J.*, 604, 88
- Sarazin, C. L. 1986, *Reviews of Modern Physics*, 58, 1
- Saro, A., Borgani, S., Tornatore, L., et al. 2006, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 373, 397
- Sasaki, S. 1996, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 48, L119
- Schechter, P. 1976, *Astrophys. J.*, 203, 297
- Scheepmaker, A., Ricker, G. R., Brecher, K., et al. 1976, *Astrophys. J., Lett.*, 205, L65
- Schindler, S., Belloni, P., Ikebe, Y., et al. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 338, 843
- Schindler, S., Guzzo, L., Ebeling, H., et al. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 299, L9+

- Schindler, S., Hattori, M., Neumann, D. M., & Boehringer, H. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 317, 646
- Schirmer, M., Suyu, S., Schrabback, T., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 514, A60+
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *Astrophys. J.*, 500, 525
- Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E. 1992, *Gravitational Lenses*, ed. Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E.
- Schneider, P. & Er, X. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 485, 363
- Schneider, P., King, L., & Erben, T. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 353, 41
- Schneider, P., Kochanek, C. S., & Wambsganss, J. 2006, *Gravitational Lensing : Strong, Weak and Micro*, ed. Schneider, P., Kochanek, C. S., & Wambsganss, J.
- Schneider, P. & Seitz, C. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 294, 411
- Schneider, P., van Waerbeke, L., Jain, B., & Kruse, G. 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 296, 873
- Schrabback, T., Hartlap, J., Joachimi, B., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 516, A63+
- Schücker, T. 2010, *General Relativity and Gravitation*, 42, 1991
- Seitz, C., Kneib, J., Schneider, P., & Seitz, S. 1996, *Astron. & Astrophys.*, 314, 707
- Seitz, C. & Schneider, P. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 297, 287
- Seitz, C. & Schneider, P. 1997, *Astron. & Astrophys.*, 318, 687
- Seitz, S. & Schneider, P. 1996, *Astron. & Astrophys.*, 305, 383
- Seitz, S., Schneider, P., & Bartelmann, M. 1998, *Astron. & Astrophys.*, 337, 325
- Seljak, U. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 337, 769
- Seljak, U. & Zaldarriaga, M. 2000, *Astrophys. J.*, 538, 57
- Semboloni, E., Mellier, Y., van Waerbeke, L., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 452, 51
- Shapiro, P. R., Iliev, I. T., & Raga, A. C. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 307, 203
- Shaw, L. D., Weller, J., Ostriker, J. P., & Bode, P. 2006, *Astrophys. J.*, 646, 815
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 308, 119
- Smail, I., Ellis, R. S., Dressler, A., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 479, 70
- Smail, I., Ellis, R. S., Fitchett, M. J., & Edge, A. C. 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 273, 277

- Solinger, A. B. & Tucker, W. H. 1972, *Astrophys. J., Lett.*, 175, L107+
- Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J. P. 1987, *Astron. & Astrophys.*, 172, L14
- Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Cailloux, M. 1988, *Astron. & Astrophys.*, 191, L19
- Sparks, W. B. 1992, *Astrophys. J.*, 399, 66
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 148, 175
- Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, ed. Spitzer, L.
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 629
- Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R., & Dickinson, M. 1998, *Astrophys. J.*, 492, 461
- Staniszewski, Z., Ade, P. A. R., Aird, K. A., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 701, 32
- Stott, J. P., Pimblet, K. A., Edge, A. C., Smith, G. P., & Wardlow, J. L. 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 394, 2098
- Subramanian, K., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2000, *Astrophys. J.*, 538, 528
- Subramanian, K. & Cowling, S. A. 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 219, 333
- Sugiyama, N. 1995, *Astrophys. J. Supp.*, 100, 281
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1970, *Ap&SS*, 7, 3
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
- Suyu, S. H., Marshall, P. J., Blandford, R. D., et al. 2009, *Astrophys. J.*, 691, 277
- Szalay, A. S., Connolly, A. J., & Szokoly, G. P. 1999, *AJ*, 117, 68
- Tanaka, M., Finoguenov, A., Kodama, T., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 505, L9
- Tanaka, M., Hoshi, T., Kodama, T., & Kashikawa, N. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 379, 1546
- Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J., et al. 2010, *Astron. & Astrophys.*, 520, A1+
- Taylor, A. N., Dye, S., Broadhurst, T. J., Benitez, N., & van Kampen, E. 1998, *Astrophys. J.*, 501, 539
- Taylor, J. E. & Navarro, J. F. 2001, *Astrophys. J.*, 563, 483
- Tegmark, M., Silk, J., Rees, M. J., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 474, 1

- Tegmark, M. & Zaldarriaga, M. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 103508
- Thomas, P. A., Muanwong, O., Kay, S. T., & Liddle, A. R. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 330, L48
- Tonry, J. L. 1987, in *IAU Symposium, Vol. 127, Structure and Dynamics of Elliptical Galaxies*, ed. P. T. de Zeeuw, 89–96
- Tornatore, L., Borgani, S., Springel, V., et al. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 342, 1025
- Tozzi, P. & Norman, C. 2001, *Astrophys. J.*, 546, 63
- Treu, T., Ellis, R. S., Kneib, J., et al. 2003, *Astrophys. J.*, 591, 53
- Truemper, J. 1993, *Science*, 260, 1769
- Turner, E. L. 1990, *Astrophys. J., Lett.*, 365, L43
- Turner, E. L., Ostriker, J. P., & Gott, III, J. R. 1984, *Astrophys. J.*, 284, 1
- Tyson, J. A. & Seitzer, P. 1988, *Astrophys. J.*, 335, 552
- Umetsu, K., Broadhurst, T., Zitrin, A., Medezinski, E., & Hsu, L. 2011, *Astrophys. J.*, 729, 127
- Umetsu, K. & Futamase, T. 2000, *Astrophys. J., Lett.*, 539, L5
- Uzan, J. & Lehoucq, R. 2001, *European Journal of Physics*, 22, 371
- Valageas, P. & Silk, J. 1999, *Astron. & Astrophys.*, 350, 725
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Erben, T., et al. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 358, 30
- Van Waerbeke, L., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2001, *Astron. & Astrophys.*, 374, 757
- Vanderlinde, K., Crawford, T. M., de Haan, T., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Venemans, B. P., Kurk, J. D., Miley, G. K., et al. 2002, *Astrophys. J., Lett.*, 569, L11
- Vikhlinin, A., Burenin, R. A., Ebeling, H., et al. 2009a, *Astrophys. J.*, 692, 1033
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 640, 691
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009b, *Astrophys. J.*, 692, 1060
- Vikhlinin, A., van Speybroeck, L., Markevitch, M., Forman, W. R., & Grego, L. 2002, *Astrophys. J., Lett.*, 578, L107
- Visvanathan, N. & Sandage, A. 1977, *Astrophys. J.*, 216, 214
- Voit, G. M. 2000, *Astrophys. J.*, 543, 113

- Voit, G. M. 2005, *Reviews of Modern Physics*, 77, 207
- Voit, G. M., Balogh, M. L., Bower, R. G., Lacey, C. G., & Bryan, G. L. 2003, *Astrophys. J.*, 593, 272
- Voit, G. M. & Bryan, G. L. 2001, *Nature*, 414, 425
- Voit, G. M., Bryan, G. L., Balogh, M. L., & Bower, R. G. 2002, *Astrophys. J.*, 576, 601
- Voit, G. M., Kay, S. T., & Bryan, G. L. 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 364, 909
- Waizmann, J. & Bartelmann, M. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 493, 859
- Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *Nature*, 279, 381
- Wambsganss, J. 1998, *Living Reviews in Relativity*, 1, 12
- Wambsganss, J. 2006, *Gravitational Microlensing*, ed. Schneider, P., Kochanek, C. S., & Wambsganss, J., 453–+
- Wambsganss, J., Schmidt, R. W., Colley, W., Kundić, T., & Turner, E. L. 2000, *Astron. & Astrophys.*, 362, L37
- Wang, L. & Steinhardt, P. J. 1998, *Astrophys. J.*, 508, 483
- Wang, Y. & Mukherjee, P. 2006, *Astrophys. J.*, 650, 1
- Weinberg, N. N. & Kamionkowski, M. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 337, 1269
- Wen, Z. L., Han, J. L., & Liu, F. S. 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 407, 533
- Weymann, R. 1965, *Physics of Fluids*, 8, 2112
- Weymann, R. 1966, *Astrophys. J.*, 145, 560
- White, M., van Waerbeke, L., & Mackey, J. 2002, *Astrophys. J.*, 575, 640
- White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993, *Nature*, 366, 429
- Wittman, D., Dell’Antonio, I. P., Hughes, J. P., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 643, 128
- Wittman, D. M., Tyson, J. A., Kirkman, D., Dell’Antonio, I., & Bernstein, G. 2000, *Nature*, 405, 143
- Wu, K. K. S., Fabian, A. C., & Nulsen, P. E. J. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 324, 95
- Wu, X. & Fang, L. 1996, *Astrophys. J., Lett.*, 467, L45+
- Zaldarriaga, M. & Seljak, U. 1998, *Phys. Rev. D*, 58, 023003
- Zel’Dovich, Y. B. 1970, *Astron. Astrophys.*, 5, 84

Zhang, Y., Finoguenov, A., Böhringer, H., et al. 2008, *Astron. & Astrophys.*, 482, 451

Zhang, Y., Okabe, N., Finoguenov, A., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 711, 1033

Zheng, Z., Zehavi, I., Eisenstein, D. J., Weinberg, D. H., & Jing, Y. P. 2009, *Astrophys. J.*, 707, 554

Zucca, E., Bardelli, S., Bolzonella, M., et al. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 508, 1217

Zwicky, F. 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110

Zwicky, F. 1937, *Astrophys. J.*, 86, 217

Zwicky, F. 1966, *Astrophys. J.*, 143, 192

Annexes

Annexe A : Résultats individuels

MS0016

Cet amas fait parti des plus massifs, $M_{200} = 2.56^{+0.49}_{-0.41} \times 10^{15} h_{70}^{-1} M_{\odot}$, et des plus riches de l'échantillon avec $N_{200} = 55$. Ce nombre élevé de galaxies rouges lui a permis d'être rapidement découvert (Koo 1981). Ellingson et al. (1998) ont effectué un relevé spectroscopique de ses galaxies et obtiennent à partir de plus de 180 objets une dispersion de vitesses le long de la ligne de visée $\sigma_v = 1127^{+168}_{-112} \text{ km.s}^{-1}$. Cette valeur est sensiblement inférieure à notre estimation *lensing* à partir de l'ajustement du profil de cisaillement par une SIS mais reste compatible avec sa richesse (Borgani et al. 1999).

MS0016 est un des amas X les plus brillants et lointains du catalogue EMSS (Gioia & Luppino 1994) et un bon nombre d'analyses X ont été réalisées sur cet objet. Les plus récentes obtiennent des masses assez élevées, typiquement $M_{500} \simeq 1 \times 10^{15} M_{\odot}$ (Ettori et al. 2003; Kotov & Vikhlinin 2005; Morandi et al. 2007). L'estimation X dans le cadre de notre étude donne une masse légèrement inférieure mais pas de manière significative du point de vue statistique. Ces valeurs sont par ailleurs bien plus petites que notre estimation *lensing*, MS0016 étant un des 4 amas de l'échantillon qui présente des estimations *lensing* et hydrostatiques fortement incompatibles.

L'analyse X et dynamique de cet amas semblent donc donner des masses sensiblement plus faibles que notre mesure *lensing*, ce qui remet en question notre analyse. Cependant, Hoekstra (2007) puis Mahdavi et al. (2008) obtiennent également une estimation *weak lensing* de la masse de cet amas très élevée avec $M_{500} = 19.51 \pm 5.77 \times 10^{14} M_{\odot}$ (données CFHT, caméra CFH12k) et en bon accord avec notre estimation. Les mêmes auteurs obtiennent comme nous une masse X (données *Chandra*) bien plus faible, d'environ un facteur 2 par rapport à leur estimation *lensing*.

Un tel écart suggère que cet objet présente une configuration propice à une estimation de la masse biaisée, soit par l'hypothèse hydrostatique, soit par effet de lentille faible. Pour essayer de voir laquelle des deux méthodes est prise en défaut, penchons nous un peu plus sur la morphologie de cet amas. Tout d'abord, on remarquera (figure 6.34) que MS0016 présente en son centre 3 galaxies elliptiques brillantes et non une seule BCG de type cD. Celles-ci sont alignées selon un axe nord-est/sud-ouest, alignement qui se retrouve également dans les cartes de luminosité optique et de brillance de surface X avec un centre globalement elliptique d'orientation similaire

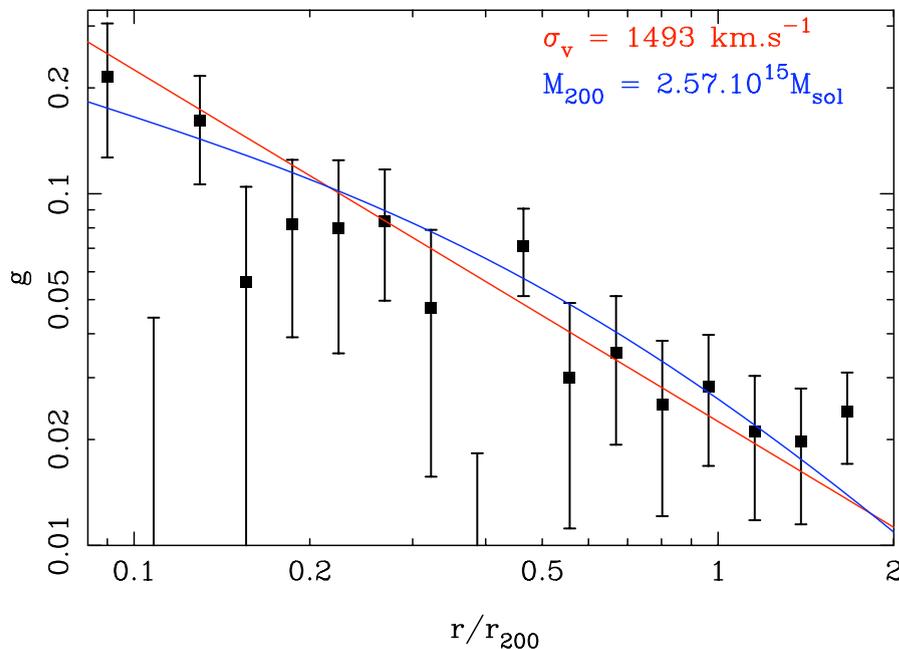


Fig. 6.1: Profil de cisaillement réduit g en fonction du rayon normalisé par R_{200} . La dispersion de vitesse σ_v et la masse M_{200} correspondent aux meilleurs ajustements de ce profil par les modèles SIS et NFW.

(figure 6.2). Du fait de sa résolution limitée et du lissage par l'ICF, cette tendance est moins marquée sur la carte de masse avec un centre plus sphérique. Les analyses *lensing* du coeur de MS0016 présentées dans Smail et al. (1995) et Clowe et al. (2000) font également état de cette ellipticité centrale avec clairement une élongation nord-ouest/sud-est.

L'effet du lissage de notre estimation de la distribution de masse peut être évalué en analysant la position du pic de masse central. Le décentrage observé sur la carte de masse lissée avec une ICF de largeur $150''$ est réduit sur celle obtenue avec une ICF de $100''$ qui présente un meilleur accord avec la position du pic d'émission X et du centre de la carte de luminosité optique. D'autre part, comme le souligne Clowe et al. (2000) et leur analyse de cartes de masses simulées, la position du pic de masse peut varier sensiblement selon la sélection des galaxies lentillées. En effet, comme la méthode de reconstruction utilise les galaxies comme estimateur local du cisaillement, des variations de la densité locale de sources peut influencer le positionnement du centre du halo. L'écart que nous observons et qui est également présent dans les analyses de Smail et al. (1995) et Clowe et al. (2000) n'est donc certainement qu'un artefact lié à la construction de la carte de masse.

Si l'on s'éloigne du centre de l'amas, on peut constater sur la carte de brillance de surface que la forme elliptique est toujours présente. Le centre des isophotes semble cependant se décaler vers le sud-ouest. Sur la figure 6.3 on remarque que cette tendance est également visible sur la carte de luminosité optique dont les isocontours sont étirés vers l'ouest. La carte de masse d'ICF $100''$ possède elle un second pic de masse dans la même région, à environ $180''$ (soit ~ 1.15 Mpc) au sud-ouest du pic de masse central, dont les isocontours sont étirés eux vers l'est, une tendance non observée sur les cartes de luminosité et de brillance de surface mais également

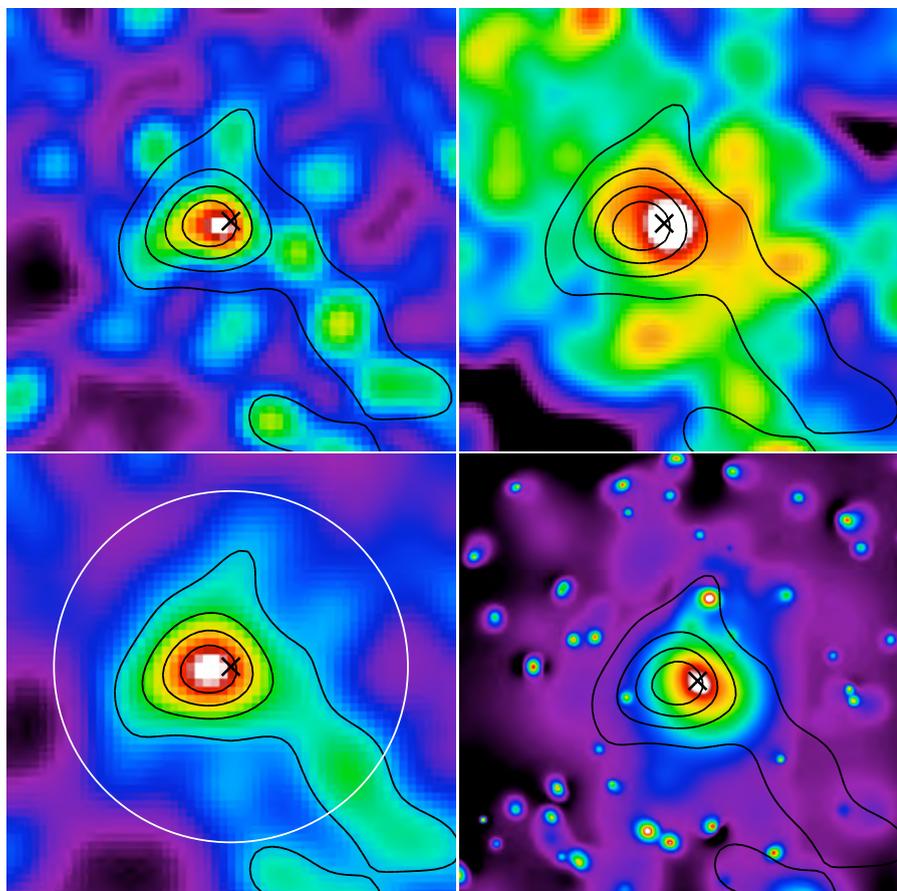


Fig. 6.2: Cartes de masse, luminosité optique et brillance de surface X pour l’amas MS0016. En bas à gauche : carte de masse de *LensEnt2* obtenue avec une largeur d’ICF de $150''$. En haut à gauche : carte de masse avec une ICF de largeur $100''$. La normalisation de ces 2 cartes n’est pas importante et seul le contraste par rapport au fond est significatif (voir chapitre 4). En haut à droite : carte de (densité de) luminosité associées aux galaxies brillantes elliptiques (couleurs compatibles à moins de 3σ et $m_r' < 23$). Les pixels font $\sim 11''$ de côté et la luminosité correspondante est égale la somme de la luminosité des 5 galaxies les plus proches divisée par la surface couverte par le disque de rayon la cinquième galaxie la plus éloignée. L’échelle de couleurs est logarithmique, de 0.1 à $4.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$. En bas à droite : carte de brillance de surface X mesurée par *XMM-Newton*, après lissage en ondelettes (échelle de couleurs logarithmique de 0.1 à 15 coups enregistrés sur les 3 capteurs de *XMM*, dans la bande $[0.3 - 2]$ keV). Sur chaque carte, la croix noire représente la position de la BCG, les contours sont le rapport de la carte de masse (largeur d’ICF de $150''$) avec l’estimation du bruit, avec un premier contour à 2σ puis espacés de $+1\sigma$. Le cercle blanc représente l’estimation de R_{200} de l’analyse *lensing*. Sur toutes les cartes, le nord est en haut, l’ouest à droite.

détectée par Clowe et al. (2000).

Aux environs de notre estimation de R_{200} , les 3 cartes présentent une structure assez complexe est assez semblable. Une extension nord-sud est détectée, en particulier sur la carte de masse. Au sud (environ $225''$), elle montre un pic annexe également bien observé sur la carte de luminosité et qui apparaît légèrement sur la carte de brillance de surface avec un décalage sur la gauche. Au nord, la carte de luminosité a ses contours étirés, tout comme la carte de masse. Cette dernière présente d’autres pics de masses auxquels aucune contrepartie optique n’est associée, en particulier dans la continuité de l’alignement des 2 pics de masse centraux, dans la direction

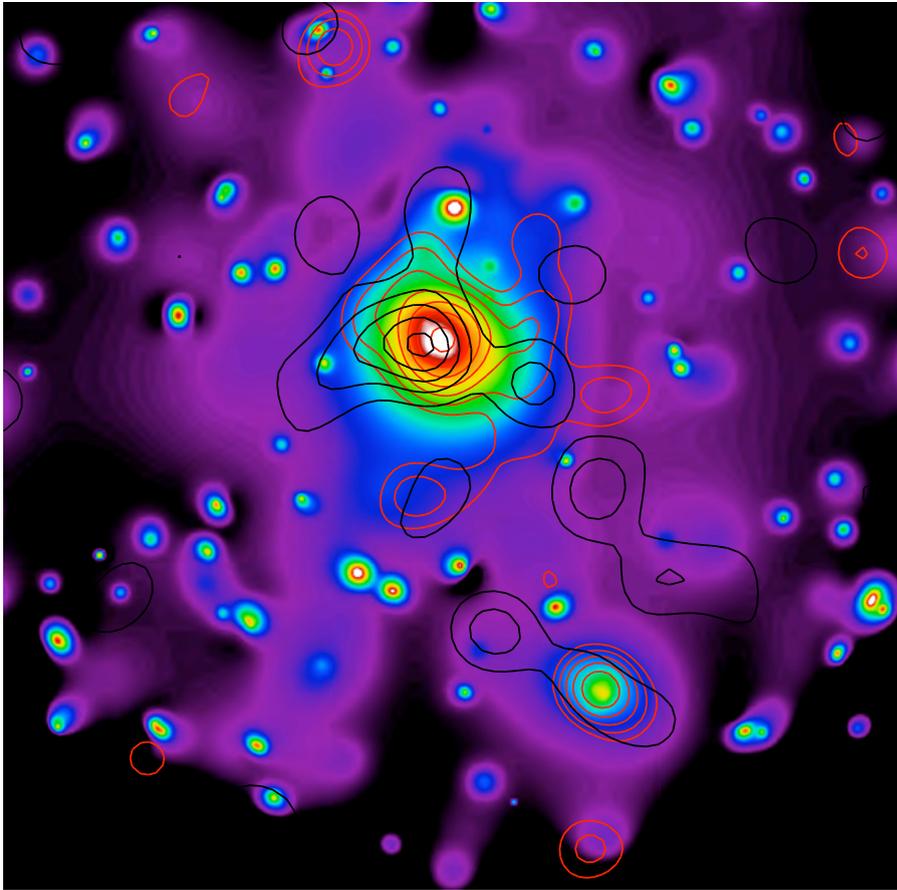


Fig. 6.3: Carte de brillance de surface X pour l'amas MS0016. En noir : contours de la carte de masse lissée avec une taille d'ICF de $100''$ obtenus comme pour la figure 6.2. En rouge : contours de luminosité optique associée aux galaxies brillantes de la séquence des elliptiques (échelle logarithmique).

sud-est.

A plus grande échelle encore, 2 structures présentes sur les cartes de luminosité et de masse sont détectées, alignées dans la direction nord-est/sud-ouest par rapport au centre et situées à environ $440''$ pour celle au nord, et environ $600''$ (~ 3.8 Mpc) pour celle au sud par rapport à la BCG. On notera que cette structure au sud-ouest présente également une émission X diffuse et donc est probablement associée à un amas/groupe connecté au halo principal.

L'analyse de la distribution des différentes composante de l'amas MS0016 montre clairement une structure complexe à grande échelle, particulièrement la carte de masse (ICF $100''$) dont l'extension nord-est/sud-ouest présente au centre semble s'étendre à grande distance. L'étirement dans la direction nord/sud et légèrement à l'ouest du centre qui est clairement visible sur la carte de luminosité favorise également l'hypothèse selon laquelle cet amas est au coeur d'une structure filamenteuse de la toile cosmique. Les travaux de Tanaka et al. (2009) (voir aussi Tanaka et al. (2007) et figure 5 de Kodama et al. (2005)) sur l'analyse spectroscopique de la distribution des galaxies dans le champ de MS0016 font état d'une telle structure à encore plus grande échelle, de l'ordre de 20 Mpc, étirée dans la direction nord/sud,

avec également des extensions dans la direction est/ouest, et dont plusieurs des sous-structures (concentrations de galaxies) sont détectées sur notre carte de masse projetée.

Il apparaît donc que l'amas MS0016 n'est pas isolé mais au coeur d'une structure filamentaire qui présente un grand nombre de sous-amas et groupes associés gravitationnellement avec l'amas principal (Tanaka et al. 2009). Cela permet d'expliquer l'écart entre les estimations *lensing* et hydrostatique de sa masse : alors que l'analyse X se base sur le potentiel du halo central uniquement (pas d'émission X observée dans les sous-structures), l'analyse *lensing* utilise un champ de vue bien plus large et donc est sensible à toute la masse projetée associée à la structure à grande échelle (on constatera sur la figure 6.1 que le profil de cisaillement est détecté à large distance du centre, puisqu'à $2R_{200}$ le signal est toujours incompatible avec 0 ce qui contribue à l'estimation élevée de la masse). Pour cet amas, notre analyse *lensing* à grande échelle (ainsi que celle de Hoekstra (2007)) est donc probablement biaisée par rapport à l'estimation X pour ce qui est de la masse du halo principal. D'où des masses X bien inférieures.

MS0451

Cet amas, le plus lumineux en X du catalogue EMSS (Gioia & Luppino 1994), a également fait l'objet d'un grand nombre d'études. L'analyse spectroscopique réalisée par Ellingson et al. (1998) sur plus de 100 galaxies membres de l'amas a conduit à une estimation de la dispersion de vitesses le long de la ligne de visée de $\sigma_{los} = 1002_{-61}^{+72} \text{ km.s}^{-1}$ (Borgani et al. 1999). Hicks et al. (2006) déterminent de leur analyse dynamique une masse $M_{200} = 24_{-3}^{+4} \times 10^{14} M_{\odot}$, valeur en parfait accord avec leur détermination hydrostatique à partir de données *Chandra*, $M_{200} = 21 \pm 2 \times 10^{14} M_{\odot}$. Plusieurs autres groupes ont réalisé une analyse X de cet amas et obtiennent des masses sensiblement plus faibles, avec $M_{500} \sim 8 - 11 \times 10^{14} M_{\odot}$ (Ettori et al. 2003; Morandi et al. 2007).

MS0541 présente plusieurs signatures d'effets de lentille forte et un modèle *strong lensing* de cet amas a été réalisé par Borys et al. (2004) puis amélioré par Berciano Alba et al. (2010). L'ajustement du halo de matière noire par un profil PIEMD effectué avec *Lenstool* donne une dispersion de vitesses $\sigma = 1144.8 \pm 36 \text{ km.s}^{-1}$. Clowe et al. (2000) ont réalisé une analyse *weak lensing* de MS0451 et obtiennent une masse sensiblement plus faible, puisque leur ajustement d'un modèle SIS leur donne une dispersion de vitesses $\sigma = 980 \text{ km.s}^{-1}$.

Comme le laisse suggéré le profil de cisaillement présenté figure 6.4, le signal que nous mesurons pour cet amas est plutôt bon, en particulier dans la zone centrale. Notre estimation de sa masse *lensing*, $M_{500} = 1.00_{-0.18}^{+0.21} \times 10^{15} M_{\odot}$ est comparable aux estimations X mentionnées plus haut. L'analyse des données *XMM-Newton* conduit à une estimation de la masse hydrostatique légèrement plus élevée mais tout à fait compatible avec l'estimation *lensing*, ce qui suggère que cet amas n'est pas dans une configuration complexe telle qu'une phase de fusion ou bien un environnement de type filamentaire.

Cependant, l'analyse des propriétés morphologiques de MS0451 portent à croire que cet amas n'est pas complètement isolé et parfaitement sphérique. La distribution des galaxies de l'amas montre une forte élongation, bien visible sur l'image couleur du centre de MS0451 (voir figure 6.34). On constate également que la galaxie centrale présente une ellipticité alignée dans la même direction sud-est/nord-ouest. La figure 6.5 montre que cette asphéricité est bien présente sur la distribution de luminosité des galaxies de la séquence des elliptiques, de même que sur la carte de masse projetée. La brillance de surface X est aussi légèrement elliptique mais avec une orientation sensiblement différente, plus axée est/ouest. Il est intéressant de remarquer que la position du pic d'émission X correspond parfaitement à la position de la BCG, contrairement au pic de masse et au pic de luminosité. Ce dernier est décalé dans la direction sud-est, conséquence de la présence de galaxies plus brillantes dans cette zone, un effet déjà noté par Clowe et al. (2000). Les mêmes auteurs font état sur leur carte de masse d'une extension au nord avec une contrepartie lumineuse mais bien plus faible. Cette élongation est également détectée ici (figure 6.6), ainsi que d'autres pics de masse annexes (en particulier à l'est, avec également une contrepartie lumineuse). Notre carte de luminosité montre aussi une forte élongation au sud, avec la présence d'un pic de masse mais seulement détecté à 2σ .

La carte de brillance de surface X possède une seconde zone d'émission, à environ

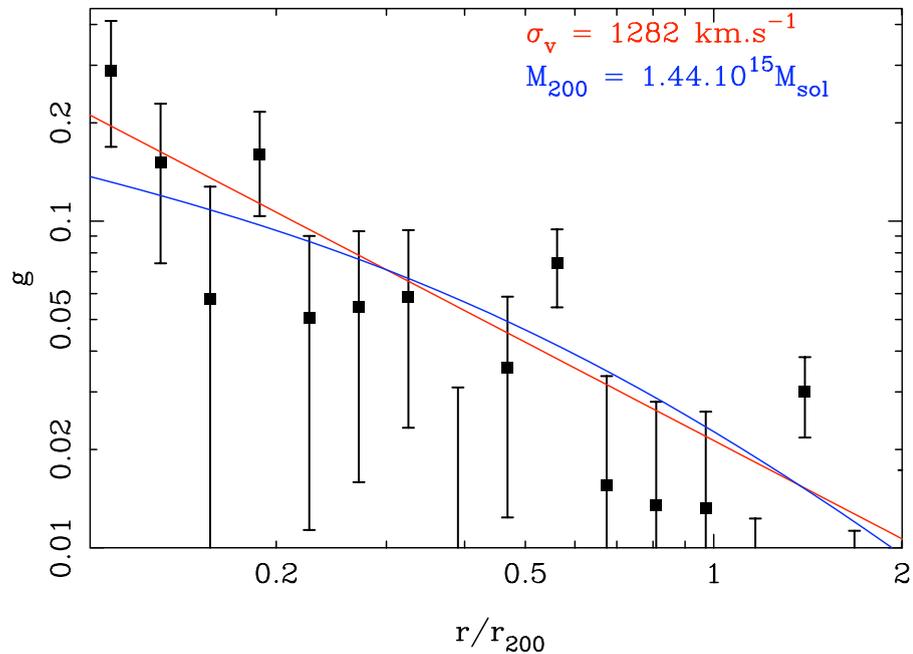


Fig. 6.4: Profil de cisailment de l'amas MS0451 (voir figure 6.1 pour la légende).

3 Mpc au sud. Aucune contrepartie lumineuse ou sur la carte de masse n'apparaît. Cela n'est pas étonnant puisque Schirmer et al. (2010) ont montré qu'un groupe fossile massif (avec un signal *strong lensing*) est présent à cette position, groupe situé à un *redshift* estimé $z = 0.26$. Ses galaxies membres n'apparaissent donc pas naturellement sur notre carte de luminosité basée sur les galaxies de la séquence des elliptiques de MS0451. La masse *weak lensing* estimée de ce groupe, $M_{200} \sim 0.85 \times 10^{14} M_{\odot}$ se révèle trop faible pour perturber notre estimation *lensing* de la masse de MS0451 et son signal de cisailment trop faible pour apparaître sur notre carte de masse.

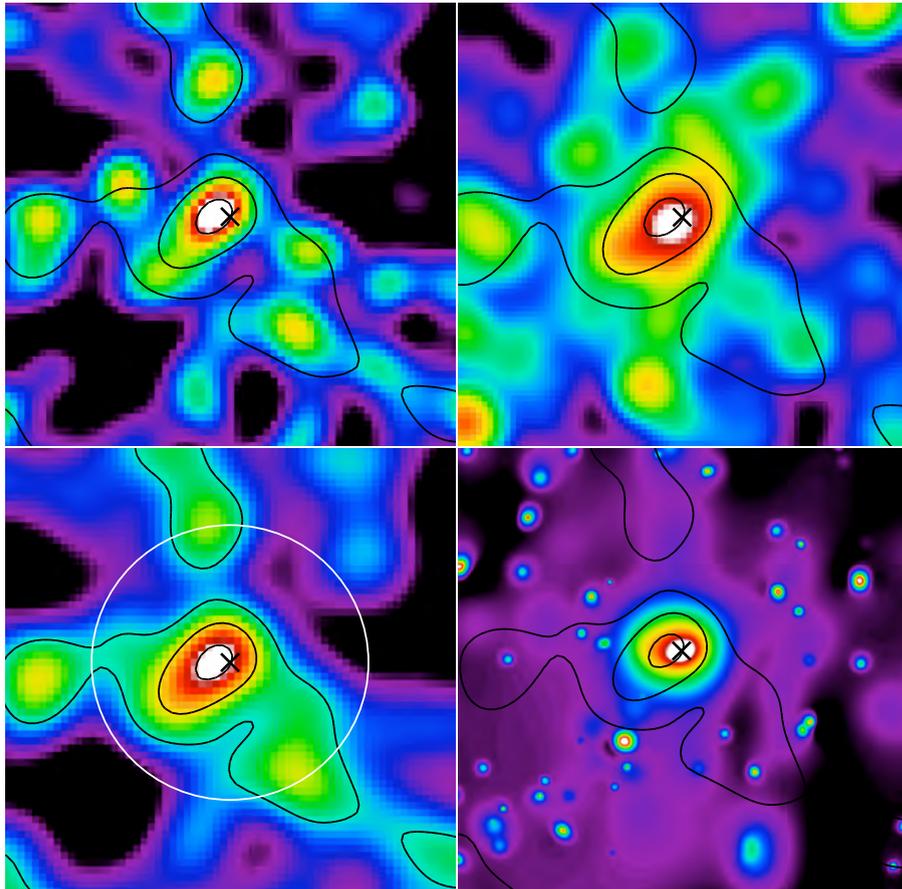


Fig. 6.5: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS0451 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $4.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.1 à 10 pour la brillance de surface.

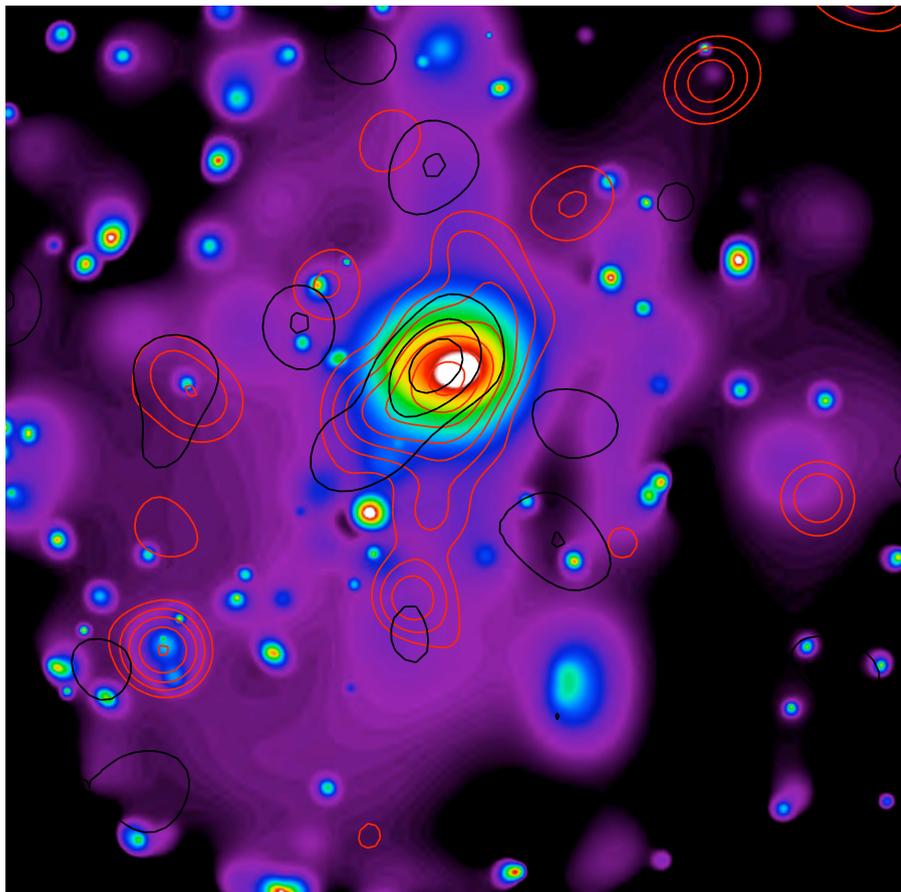


Fig. 6.6: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS0451 (voir 6.3 pour la légende).

RXJ0856

Cet amas fait parti du relevé NORAS (*Nothern ROSAT all-sky galaxy cluster survey*, Böhringer et al. (2000)), un relevé d'amas sélectionnés en X . L'absence d'étude cet amas dans la littérature ne nous permet pas de confronter nos estimations de la masse par l'analyse *lensing* ou hydrostatique.

RXJ0856 ne présente pas de caractéristique particulière et les 2 méthodes donnent des masses semblables. Les cartes de brillance de surface X , de luminosité optique et de masse projetée sont très similaires dans la zone centrale (figure 6.8) : forme sphérique et bien positionnée sur la BCG qui domine la distribution en luminosité. La carte de masse présente une extension vers l'est mais qui n'est associée à aucune contrepartie lumineuse (optique ou X) et donc n'est probablement qu'un artefact de la reconstruction. La distribution en luminosité présente quant à elle une extension nord-sud avec des pics annexes mais peu significatifs pour être associés de manière sûre à des sous-structures ou des groupes qui "tomberaient" sur le halo central.

L'amas semble globalement isolé, même si plusieurs pics de masse et de luminosité sont détectés à plus grande échelle (figure 6.9), en particulier au sud, direction dans laquelle la carte de masse d'ICF 100" présente une élongation avec en son extrémité à environ 2.6 Mpc une légère sur-densité de galaxies. Mais devant la faiblesse du pic de masse et de luminosité, il est possible que cela ne soit également qu'un artefact.

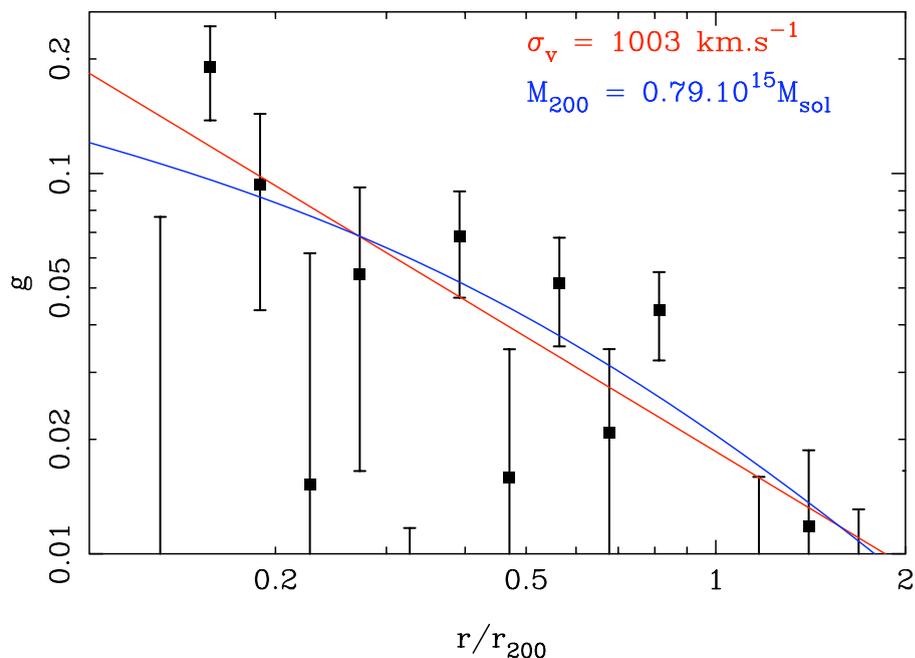


Fig. 6.7: Profil de cisailment de l'amas RXJ0856 (voir figure 6.1 pour la légende).

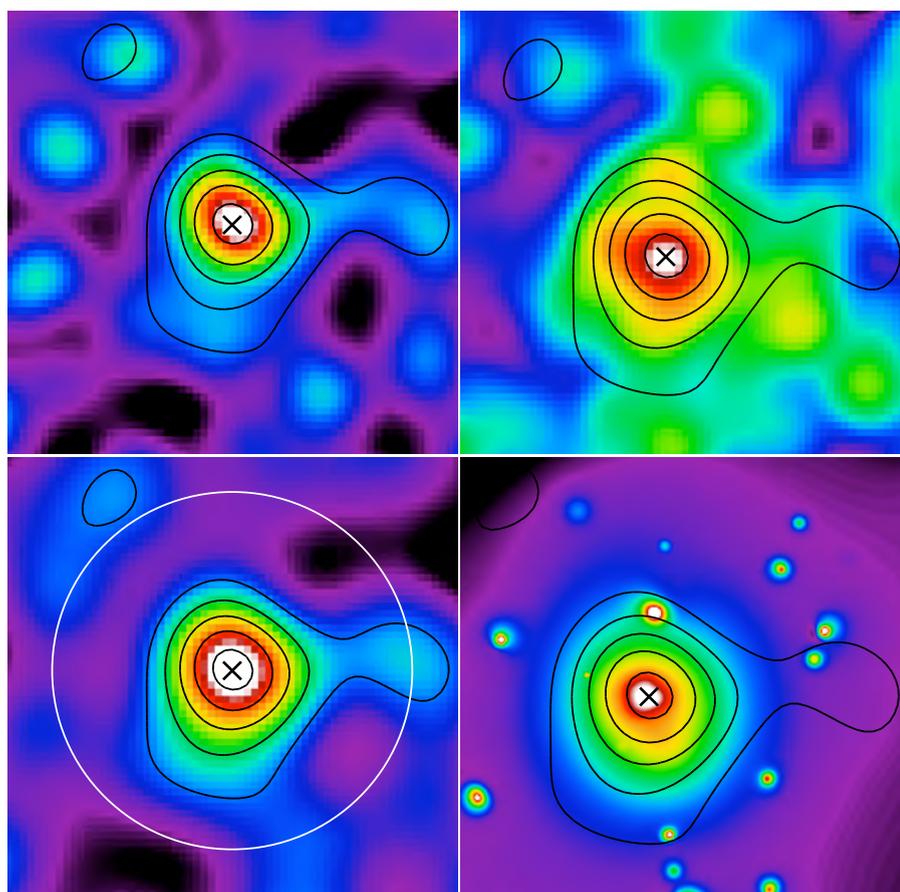


Fig. 6.8: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ0856 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $6.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.05 à 2.5 pour la brillance de surface.

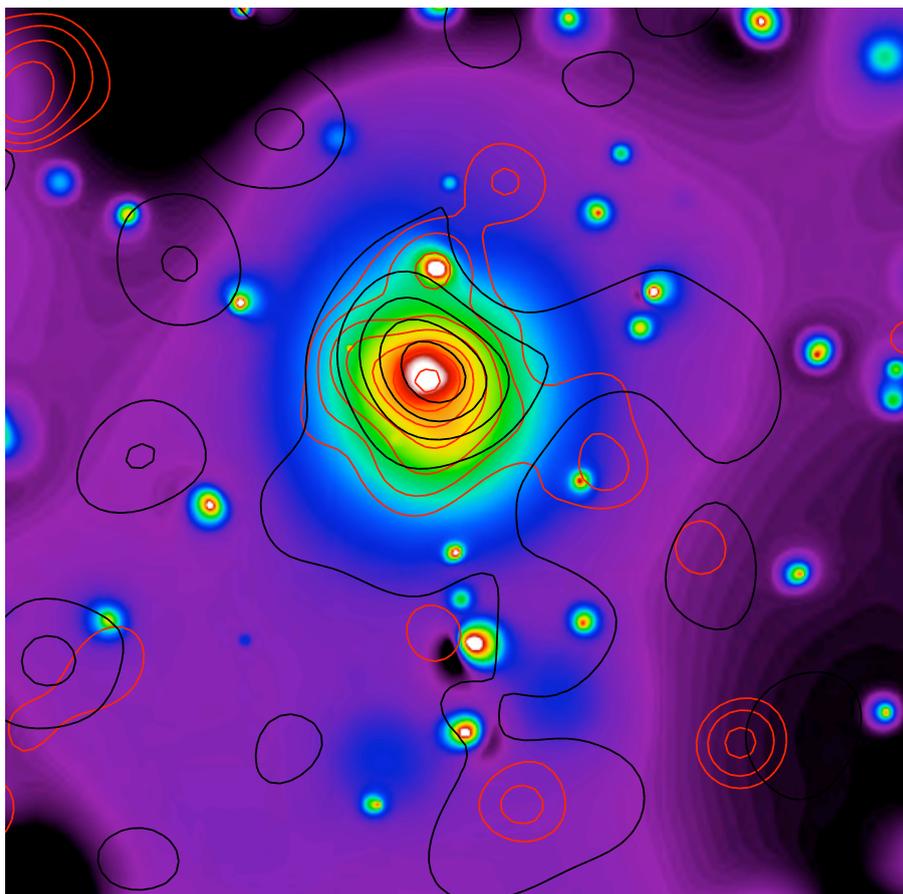


Fig. 6.9: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ0856 (voir 6.3 pour la légende).

RXJ0943

RXJ0943 (ABELL 0851, CL0039) est un amas massif très riche dont les galaxies ont fait l'objet d'un grand nombre d'études. Cet amas fait parti du catalogue NORAS (Böhringer et al. 2000) et a également été observé par XMM-Newton. Par exemple, De Filippis et al. (2003) ont étudié en détails le coeur de cet amas et leurs conclusions montrent que cet amas est un système dynamiquement jeune, confirmant ainsi les résultats de Schindler et al. (1998). Ils détectent clairement 2 pics d'émission X dans le coeur de l'amas, qu'ils attribuent à 2 sous-amas en phase de fusion, d'axe aligné avec l'axe de la distribution de l'émission X . Les auteurs estiment que les 2 sous-amas verront leurs coeurs se rencontrer dans quelques millions d'années. Ce scénario de fusion est renforcé par la présence d'une région de gaz chaud située entre les 2 sous-amas et orientée perpendiculairement à l'axe de fusion, témoignant de la compression du gaz par le rapprochement des 2 sous-amas. De plus, la valeur élevée de la dispersion de vitesses des galaxies membres de RXJ0943, $\sigma_v \approx 1300 \text{ km.s}^{-1}$ (Dressler & Gunn 1992) semble être due en partie au mouvement global des 2 sous-amas qui présentent des dispersions de vitesses plus faibles, environ 1000 et 750 km.s^{-1} d'après De Filippis et al. (2003).

Les analyses *weak lensing* réalisées par Seitz et al. (1996) et Iye et al. (2000) vont dans le même sens, avec une détection d'un pic principal et d'un second pic, dont les positions correspondent bien avec le 2 sous-amas détectés en X . Il semble donc que l'amas RXJ0943 présente une structure bi-modale où 2 sous-structures sont en phase de fusion, chacune d'elle étant associée à un halo de matière noire, une surdensité de galaxies elliptiques ainsi qu'une émission X diffuse. Les écarts notés par De Filippis et al. (2003) entre la position exacte des pics de chaque composante ne sont pas inhabituels dans ce genre de cas où l'amas est dynamiquement perturbé (comme par exemple dans le cas du *Bullet cluster*).

En ce qui concerne notre analyse, on constate que la carte de masse dérivée de LensEnt2 ne présente qu'un pic dans la zone centrale, positionné sur le pic principal de l'émission X (figure 6.11). Il en va de même pour la distribution en luminosité optique dont le pic principal est centré sur la galaxie la plus brillante. On pourra noter au passage que RXJ0943 ne possède pas une seule BCG mais plusieurs galaxies très brillantes clairement distribuées en 2 groupes (figure 6.34) dont les positions correspondent globalement aux 2 pics de la brillance de surface X (on peut noter un certain décalage entre la position de la galaxie la plus brillante et celle du second pic d'émission X). Le fait que nos cartes de masse et de luminosité optique ne présentent qu'un seul pic résulte du lissage utilisé. Comme nous nous intéressons plus particulièrement à la distribution des composantes à grande échelle, les échelles de lissages sont trop grandes pour pouvoir résoudre spatialement les 2 sous-amas qui ne sont séparés que de seulement 50'' (environ 270 kpc). La carte de masse obtenue avec une ICF de largeur 150'' ou 100'' n'est donc pas assez précise pour les distinguer. Par comparaison, Seitz et al. (1996) et Iye et al. (2000) font intervenir des échelles de lissage bien plus petites, 0'.3 et 5''.8 respectivement.

La bi-modalité de RXJ0943 est responsable du profil de masse X incompatible avec un modèle NFW dans la zone centrale. Nous avons vu au chapitre 5 que la masse NFW estimée pour cet amas a été obtenue avec une concentration irréaliste de 0.01,

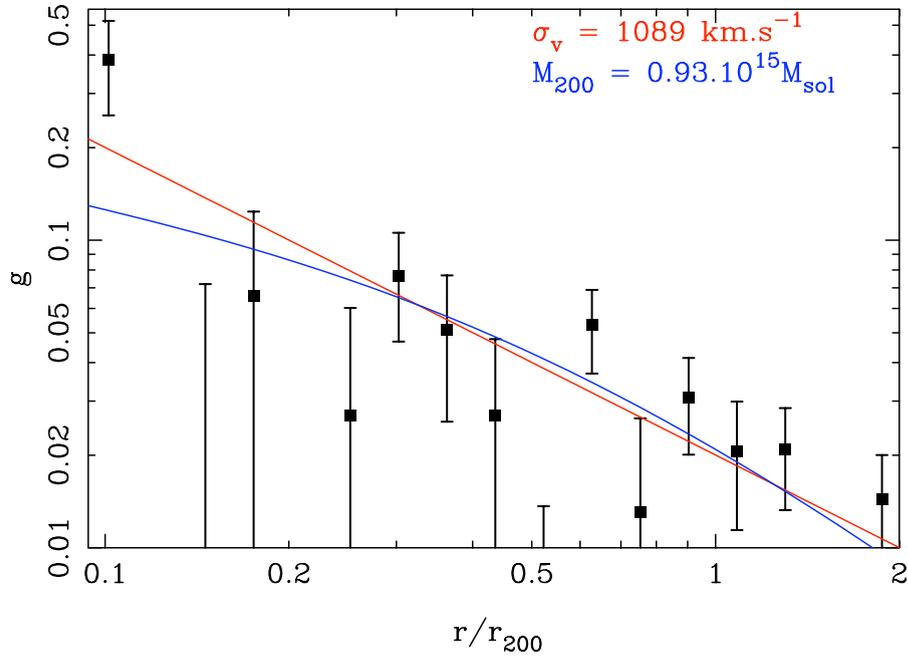


Fig. 6.10: Profil de cisaillement de l'amas RXJ0943 (voir figure 6.1 pour la légende).

et que la combinaison $X + WL$ ne fonctionne pas. Sur la figure 6.10 on constate que le profil de cisaillement est extrêmement piqué au centre, $\gamma \approx 0.4$ puis assez perturbé dans les régions intermédiaires pour enfin être de nouveau bien contraint à plus grande distance du centre, effets probablement dus à la présence des 2 sous-amas.

Si maintenant on se penche sur la distribution à plus grande échelle des composantes de RXJ0943 (figure 6.12), on remarque tout d'abord la complexité de la carte de luminosité (contours rouges). Au-delà de la zone centrale qui présente une forte ellipticité partagée par la brillance de surface X selon un axe nord-est/sud-ouest, on note la présence de plusieurs sur-densités de luminosité, en particulier 2 pics situés au nord-ouest du centre. Une élongation vers le sud est également détectée, avec des contreparties obtenues sur la carte de masse. Enfin, à l'ouest de l'amas, à environ 3.5 Mpc, une grosse structure est clairement détectée, à la fois sur les cartes de masse et luminosité. D'autres sur-densités de galaxies elliptiques sont détectées (sud-est par exemple) ce qui au final explique le caractère extrêmement riche et lumineux de cet amas qui, comme nous l'avons vu, fait parti avec MS0016 et RXJ2228 des 3 cas qui sont clairement hors de nos meilleurs ajustement des relations d'échelle $M - N$ et $M - L$ (voir chapitre 5). Pour ce qui est de la carte de masse, outre l'élongation au sud mentionnée précédemment, 2 structures très allongées apparaissent : une au nord, étirée dans la direction est/ouest mais qui n'est certainement que la conséquence du lissage de pics de bruit, même si une détection à 3σ proche d'une sur-densité lumineuse et avec une légère contribution X est présente. La seconde structure, à l'est de l'amas et connectée à celui-ci, n'est détectée qu'au plus faible niveau et donc n'est probablement qu'un artefact de la reconstruction.

Au final, on retiendra que RXJ0943 est un amas dynamiquement jeune, avec 2 sous-amas en phase de fusion. La correspondance relative des estimations X et *lensing* de sa masse relève plus du hasard puisque l'hypothèse hydrostatique n'est claire-

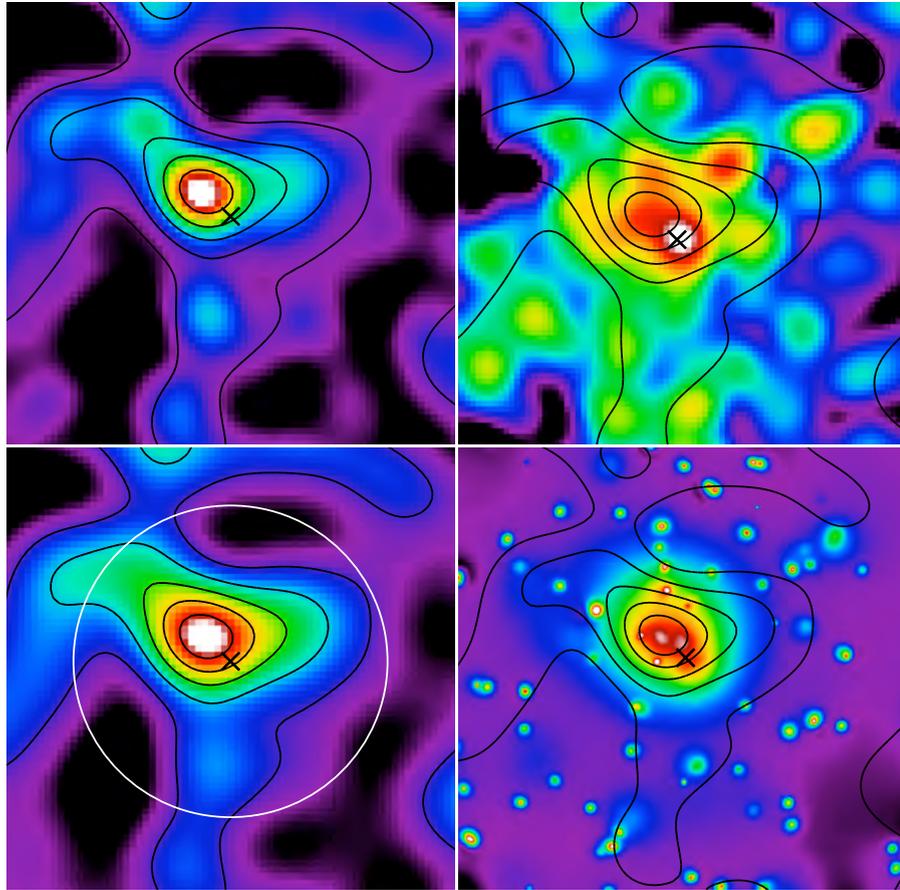


Fig. 6.11: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ0943 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.25 à $8.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.08 à 4.5 pour la brillance de surface.

ment pas applicable pour ce cas. L'estimation *lensing* est également potentiellement biaisée à cause de la zone centrale bi-modale (mauvais centrage du profil). Pour finir, RXJ0943 semble ne pas être complètement isolé avec la détection d'une élongation orientée vers le sud ainsi qu'une seconde structure imposante située à environ 3.5 Mpc à l'ouest, les 2 étant détectées sur la carte de masse et la distribution de luminosité des galaxies elliptiques.

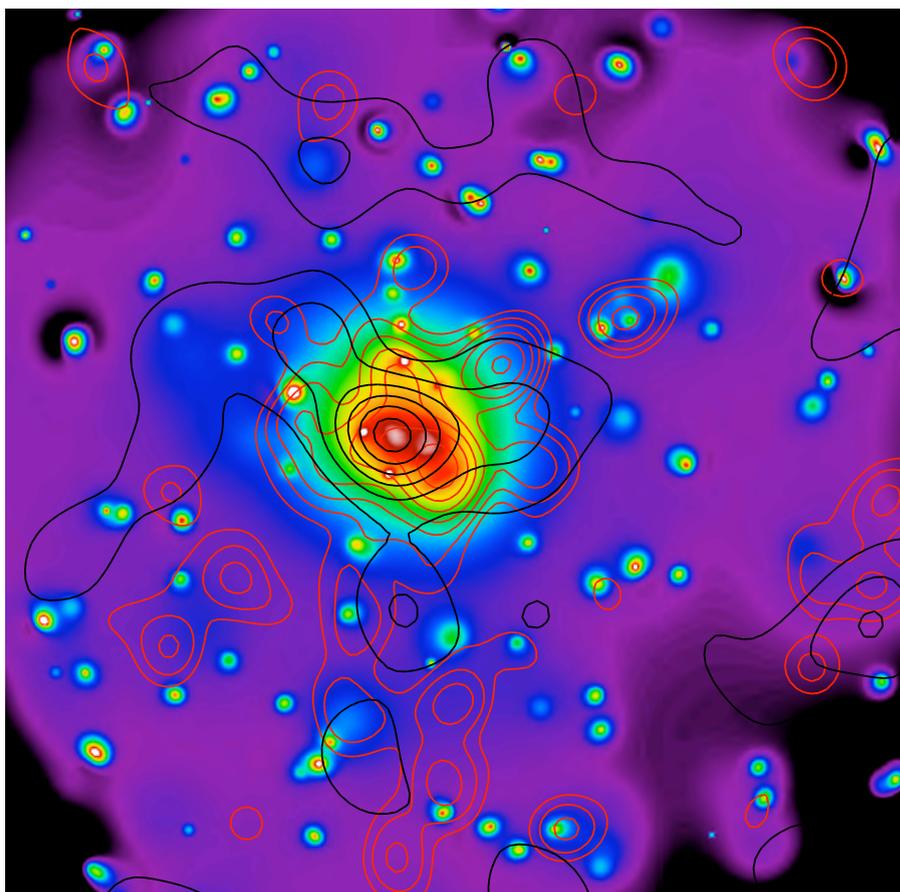


Fig. 6.12: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ0943 (voir 6.3 pour la légende).

RXJ1003

Cet amas a été détecté initialement par son émission X diffuse dans le relevé NORAS (Böhringer et al. 2000). Il fait également parti de l'échantillon 400d ROSAT (Burenin et al. 2007). A partir de la relation $M_{gaz} - M_{tot}$, Vikhlinin et al. (2009a) ont estimé la masse de cet amas, $M_{500} = 3.83 \pm 1.47 \times 10^{14} M_{\odot}$, une valeur compatible avec notre estimation *lensing* $M_{500} = 5.1_{-0.9}^{+1.3} \times 10^{14} M_{\odot}$. RXJ1003 fait parti des amas ayant une estimation *lensing* et hydrostatique dérivée des observations XMM-Newton incompatibles (voir chapitre 5). Comme le profil de cisaillement de cet amas est plutôt bon (figure 6.13), on peut se poser la question de savoir si RXJ1003 ne présente pas un état dynamiquement perturbé qui serait responsable d'une sous-estimation de sa masse X .

L'examen de l'image optique de sa zone centrale (figure 6.35) révèle la présence de plusieurs galaxies brillantes, dont la principale semble être isolée des autres, à $150''$ au sud-ouest (environ 800 kpc). Sur la figure 6.14 on constate effectivement le caractère bi-modal de la distribution en luminosité optique de cet amas, la galaxie la plus brillante étant localisée dans le pic secondaire (effet principalement dû au nombre de galaxies présentes dans le pic principal puisque la BCG possède des propriétés similaires aux autres). Du point de vu de la distribution des galaxies de la séquence des elliptiques, RXJ1003 n'est clairement pas sphérique mais possède donc 2 sous-structures qui donnent des isocontours étirés dans la direction nord-est/sud-ouest. Cette morphologie elliptique est également observée sur les cartes de masse et de brillance de surface X . Alors que la carte de masse construite avec une ICF de largeur $150''$ ne présente qu'un pic de masse localisé entre les 2 pic de luminosité, celle dérivée avec une ICF de $100''$ possède aussi 2 pics de masse, le principal étant proche de la BCG et le second localisé sur le pic principal de luminosité. Il en va de même pour la brillance de surface X : 2 pics d'émissions sont détectés, le principal correspondant au pic de luminosité optique. Il semble donc que cet amas soit similaire à RXJ0943 avec 2 sous-amas en phase de fusion. Cela explique naturellement l'écart entre les estimations X et *lensing* de la masse de cet amas.

Si on se place à plus grande distance du centre (figure 6.15), on peut noter la présence de plusieurs pics annexes, à la fois sur la distribution en luminosité et sur la carte de masse. En particulier, au sud-ouest à environ 2.2 Mpc, une détection sur la carte de masse avec une correspondance parfaite sur la carte de luminosité est observée, probablement associée à un groupe de galaxies. La distribution en masse projetée montre également une extension au nord mais trop proche du niveau de bruit pour être fiable. En revanche, la détection à 3σ d'une structure au sud-est du halo principal (environ 1.8 Mpc) n'a pas de contre-partie lumineuse et donc résulte *a priori* d'une structure massive située à un *redshift* différent. Pour finir, à environ 2.8 Mpc à l'ouest de RXJ1003, une structure est détectée sur la carte de luminosité avec une faible correspondance sur la carte de masse, là aussi probablement associée à un groupe de galaxies proche.

Pour résumer, il est évident que RXJ1003 n'est pas un amas relaxé et isolé mais présente 2 sous-structures très proches, certainement 2 sous-halos de matière noire en phase de fusion, auxquels sont associées des contreparties lumineuse et d'émission

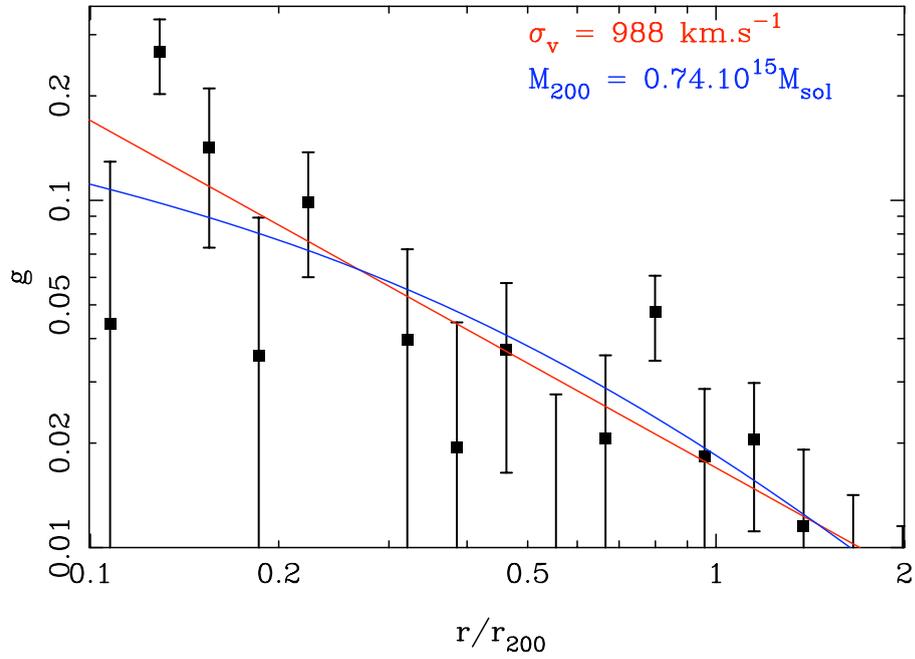


Fig. 6.13: Profil de cisaillement de l'amas RXJ1003 (voir figure 6.1 pour la légende).

X. Dans une telle situation, l'estimation *lensing* de la masse est *a priori* plus robuste que l'estimation hydrostatique, même si la présence de pics annexes sur la carte de masse peut également biaiser son estimation à partir du profil de cisaillement, de même que la bi-modalité centrale.

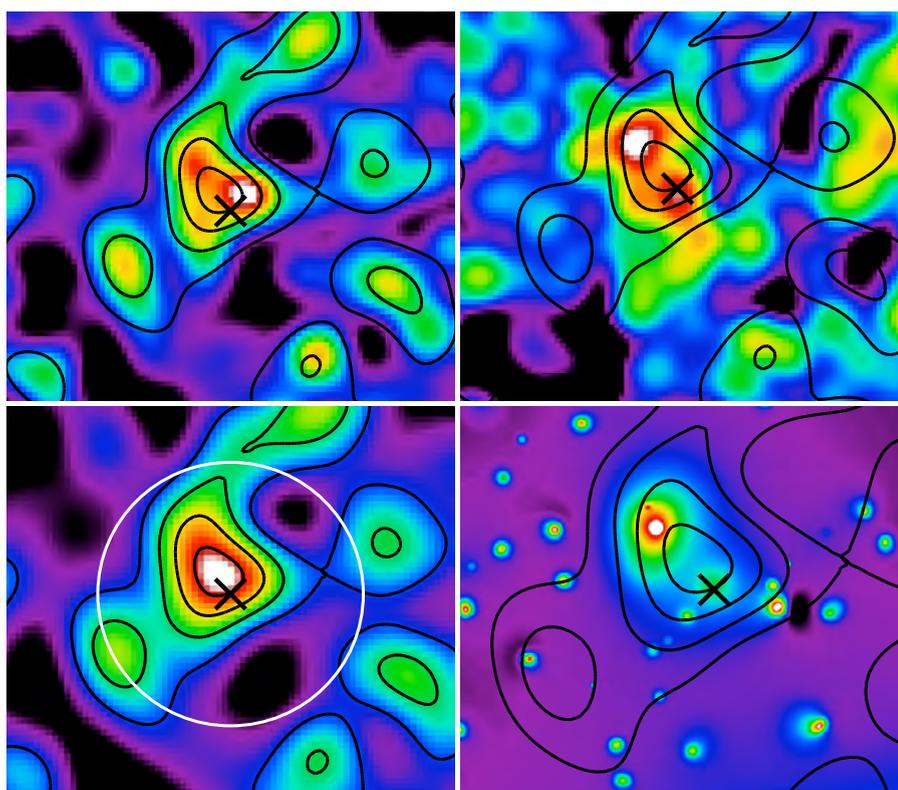


Fig. 6.14: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ1003 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.25 à $6 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.07 à 6 pour la brillance de surface.

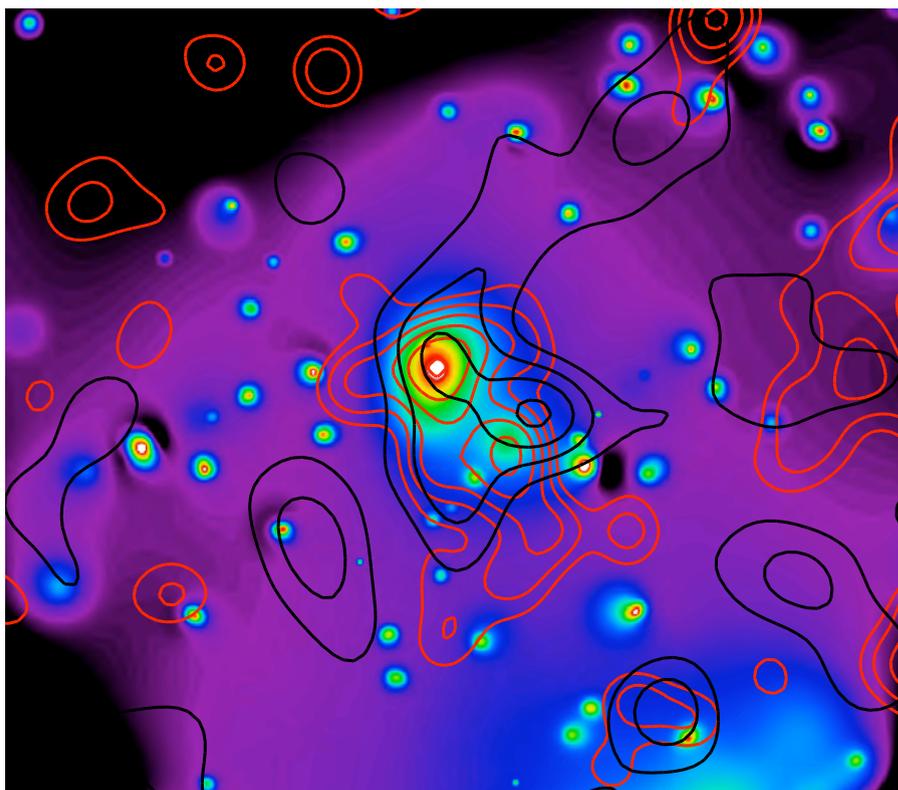


Fig. 6.15: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ1003 (voir 6.3 pour la légende).

RXJ1120

RXJ1120 fait parti du *Bright SHARC survey* (Romer et al. 2000) et a été étudié par plusieurs groupes dans le domaine X (Arnaud et al. 2002b; Kotov & Vikhlinin 2005; Maughan et al. 2008; Vikhlinin et al. 2009b) qui obtiennent des masses similaires, $M_{500} \sim 4 \times 10^{14} M_{\odot}$, valeurs compatibles avec notre estimation *lensing*. L'analyse des données XMM-Newton réalisée par Arnaud et al. (2002b) a révélé une émission X régulière et ne présentant pas de *cooling flow* ni de concentration particulière de gaz au coeur de l'amas.

Avec son *redshift* $z = 0.612$, RXJ1120 est l'amas le plus lointain de l'échantillon et possède une estimation de la masse X relativement modeste. On peut donc s'attendre à ce que notre analyse *lensing* atteigne ici ses limites. C'est effectivement le cas comme on peut le constater sur la figure 6.16 : le profil de cisaillement présente de larges barres d'erreurs avec des zones compatibles avec 0 entre 0.2 et $0.5 R_{200}$. On peut faire le même constat sur la carte de masse (figure 6.17) puisque l'amas n'est détecté qu'à 1σ pour une ICF de $150''$. Cela se traduit par une erreur relative sur l'estimation de sa masse assez conséquente, environ 35%.

Pour ce qui est de sa morphologie, l'analyse se révèle assez délicate étant donné le faible niveau de détection du pic de masse central. Comme on peut le voir sur la figure 6.18, avec une ICF de $100''$, l'amas est détecté à 3σ mais le contour à 2σ est probablement sur-estimé puisqu'il présente une forme très étirée et très étendue, conséquence du lissage et de la présence de pics secondaires, probablement artefacts de la reconstruction.

RXJ1120 ne possède pas une galaxie centrale très brillante qui domine largement sa distribution en luminosité, ce qui n'est pas étonnant vu son *redshift* élevé. On peut faire la même constatation sur sa séquence des elliptiques qui est très mal définie, très dispersée. Cela témoigne de la formation récente de cet amas. Pour autant, la carte de luminosité est bien centrée sur la BCG, contrairement à la carte de masse et celle de brillance de surface X . Cette dernière présente un léger décalage vers l'est, de même que la carte de masse dont le décentrage est plus marqué (mais probablement n'est que la conséquence de la faiblesse du signal de cisaillement). Les isocontours ont des formes similaires dans la zone centrale : la luminosité optique et l'émission X sont étirées selon un axe est/ouest, forme également observée à plus grande échelle sur la carte de masse. La distribution des galaxies présente un second pic de luminosité, situé à environ $200''$ (~ 1.3 Mpc) de la galaxie centrale, à l'est de celle-ci, ce qui pourrait témoigner d'un groupe en train de "tomber" sur le halo principal. A plus grande échelle, d'autres pics de luminosité apparaissent, en particulier au sud-ouest du centre, à environ 5.5 Mpc (figure 6.18). Cette structure très lumineuse est probablement un groupe ou amas voisin de RXJ1120, mais à cause du faible signal de cisaillement, il est difficile de conclure que cette structure est liée gravitationnellement au halo principal. Les autres pics de masses qui donnent naissance à cette forme très allongée dans la direction est-ouest sont également trop faibles pour conclure quoique se soit, structures à différents *redshifts* (projections) ou bien associées à l'amas qui serait dans une configuration de type filament à grande échelle.

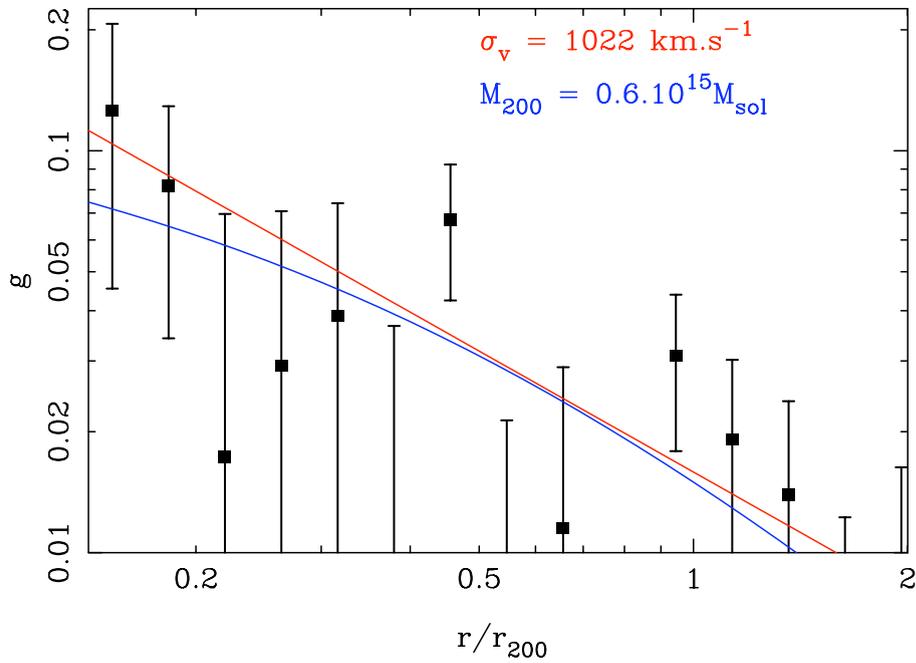


Fig. 6.16: Profil de cisailment de l'amas RXJ1120 (voir figure 6.1 pour la légende).

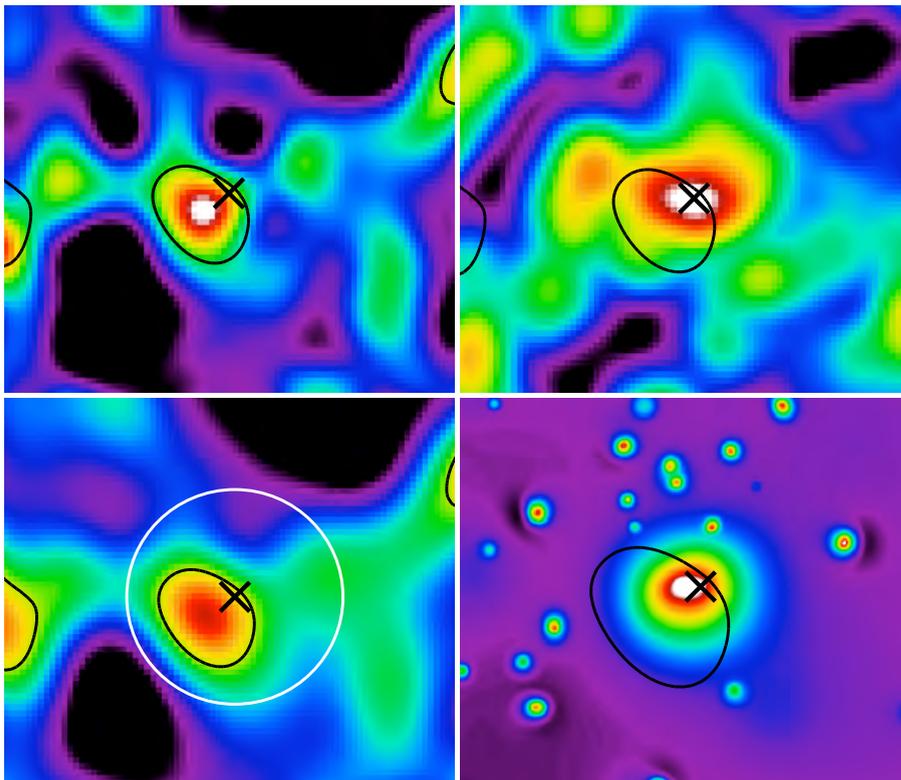


Fig. 6.17: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ1120 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $3 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.05 à 4 pour la brillance de surface.

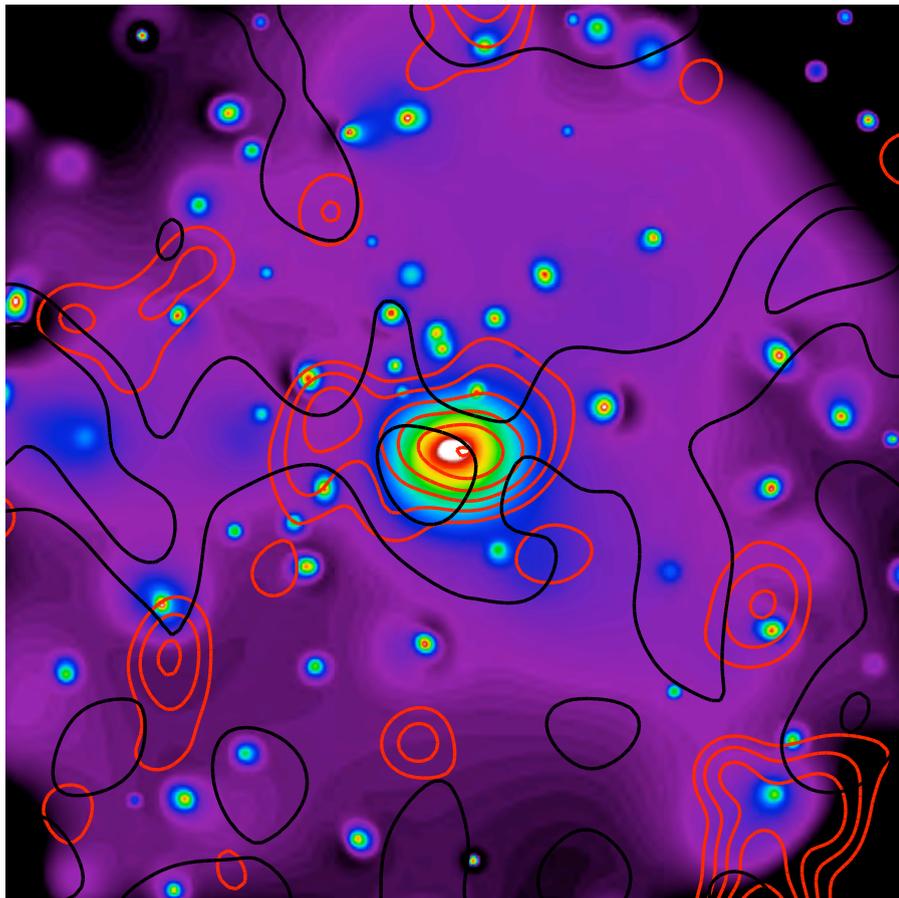


Fig. 6.18: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ1120 (voir 6.3 pour la légende).

MACSJ1206

MACSJ1206 fait parti de l'échantillon MACS (*Massive Cluster Survey*, Ebeling et al. (2001)), un relevé d'amas X massifs statistiquement complet à des *redshifts* $z > 0.3$. Cet amas possède un arc assez spectaculaire d'environ $15''$ de long et situé à une vingtaine de secondes d'arc de la BCG centrale. Il a été initialement confirmé spectroscopiquement par Sand et al. (2004) puis plus récemment par Ebeling et al. (2009) qui l'associent à une source située à un *redshift* $z = 1.036$. Ces mêmes auteurs ont réalisé une étude détaillée du coeur de MACSJ1206, confrontant les résultats d'un modèle *strong lensing* (réalisé avec `Lenstool`) avec ceux déduits de l'analyse X des données *Chandra*. Leur résultats montrent une différence d'un facteur 2 entre la masse *lensing* contenue dans la région limitée par l'arc par rapport à l'analyse X . L'extrapolation de la masse X au rayon viriel, $M = 1.7 \times 10^{15} M_{\odot}$, est également bien plus petite que la masse qu'ils déduisent de la dispersion de vitesses calculée à partir de 38 galaxies membres de l'amas, $M = 4 \times 10^{15} M_{\odot}$ (ils obtiennent $\sigma_v = 1580 \text{ km.s}^{-1}$). Ils expliquent de tels écarts grâce à une analyse détaillée de l'émission X du gaz qui montre des signes typiques d'une phase de fusion dans le centre de l'amas. Celle-ci contribue à une estimation plus petite de la masse hydrostatique mais également à une augmentation forte de la masse *strong lensing* puisque l'axe de fusion serait pratiquement aligné avec la ligne de visée. Cet amas présente donc des caractéristiques similaires à l'amas A1689 : phase de fusion combinée à un effet de projection qui vont biaiser à la fois l'estimation *lensing* et l'estimation X . Pour ce qui est de notre analyse, MACSJ1206 est l'amas le plus lumineux de l'échantillon et le second plus riche. Il fait parti des plus massifs et son signal de cisaillement est suffisamment fort pour être mesuré avec une bonne précision (bon profil de cisaillement, figure 6.19). Nos estimations X et *lensing* de sa masse sont en parfait accord avec une masse virielle $M_{200}^{WL} = 1.5 \times 10^{15} M_{\odot}$, une valeur compatible avec l'extrapolation de la masse hydrostatique calculée par Ebeling et al. (2009). Notre estimation de la dispersion de vitesses à partir de l'ajustement du modèle SIS au profil de cisaillement, $\sigma_v = 1287 \text{ km.s}^{-1}$ est sensiblement inférieure. Du point de vue des relations d'échelles, on peut noter que cet amas est très riche et très lumineux par rapport à l'estimation de sa masse, ce qui peut témoigner d'une légère sous-estimation de sa masse *lensing* ou bien du caractère exceptionnel de cet amas du point de vue de sa population de galaxies.

L'analyse morphologique ne nous permet pas de mettre en évidence l'épisode de fusion suspecté par Ebeling et al. (2009). Cependant, nous observons comme eux une forme générale bien régulière et assez sphérique proche du centre. Les cartes de masse, luminosité optique et brillance de surface X sont centrées sur la BCG (figure 6.20) et sont bien piquées par rapport au niveau de fond (détection à 9σ sur la carte de masse avec une ICF de $150''$). La reconstruction de masse dérivée de `LensEnt2` présente une ellipticité selon un axe est/ouest, tendance également présente sur la carte de luminosité (figure 6.21). Celle-ci possède plusieurs pics annexes assez proche du centre (à l'intérieur de R_{200}), notamment à l'ouest du pic central, à environ $270''$ ($\sim 1.5 \text{ Mpc}$). Pour autant, la carte de masse ainsi que celle de brillance de surface X ne présentent pas de contrepartie à cette sur-densité locale de galaxies. L'extension de la distribution de lumière de l'amas dans la direction nord-ouest est quant à elle

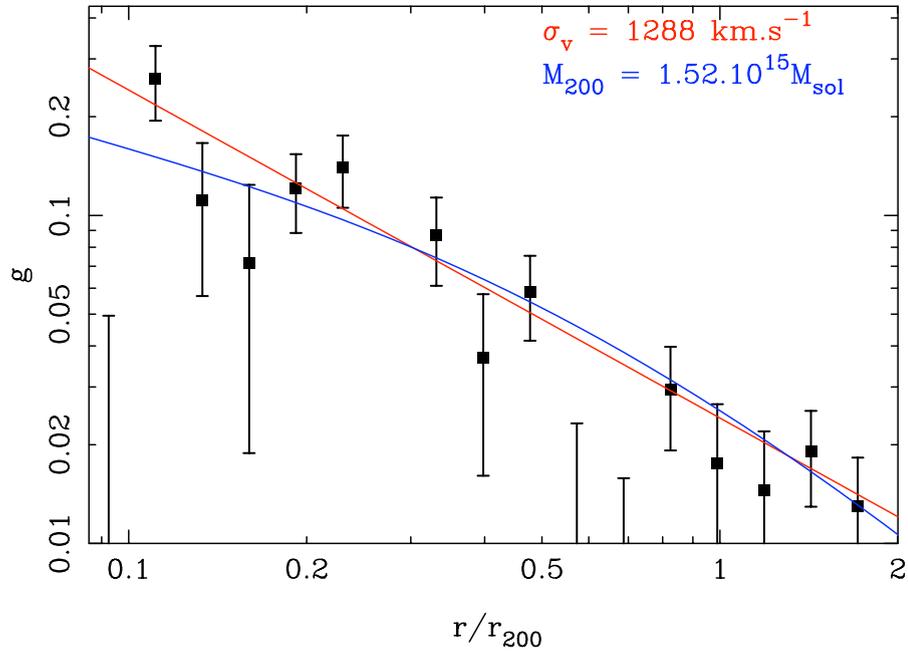


Fig. 6.19: Profil de cisailment de l'amas MACSJ1206 (voir figure 6.1 pour la légende).

associée à une sur-densité de masse, de même que les pics secondaires situés au sud et sud-ouest du coeur de l'amas. Les pics de masse correspondants ne sont détectés qu'à 2σ ce qui rend difficile toute conclusion formelle sur l'existence de sous-amas ou groupes qui "tomberaient" sur le halo principal. Une analyse spectroscopique des galaxies situées dans ces régions pourrait éventuellement confirmer cette hypothèse. Cet amas étant très massif et *a priori* plutôt isolé (contrairement à MS0016 par exemple), on peut supposer que notre estimation *lensing* doit être optimale. Le fait qu'elle soit en bon accord avec l'estimation X à partir des observation XMM-Newton est donc plutôt rassurant et témoigne de la robustesse des 2 méthodes.

Pour finir, on pourra noter que la galaxie centrale (très lumineuse et avec une enveloppe étendue et étirée dans la direction sud-est/nord-ouest, élongation observée dans la partie très centrale de la carte de brillance de surface X) est une source radio très brillante avec un spectre pentu, $\alpha = -1.32$ (Ebeling et al. 2009).

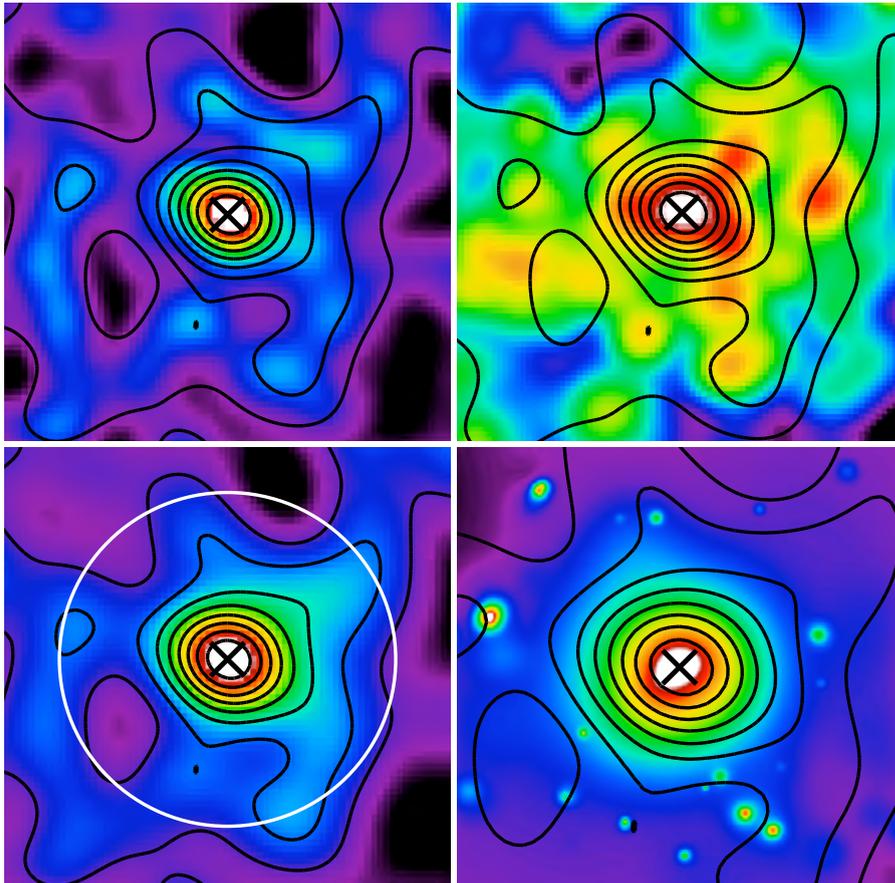


Fig. 6.20: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MACSJ1206 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $7.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.1 à 20 pour la brillance de surface.

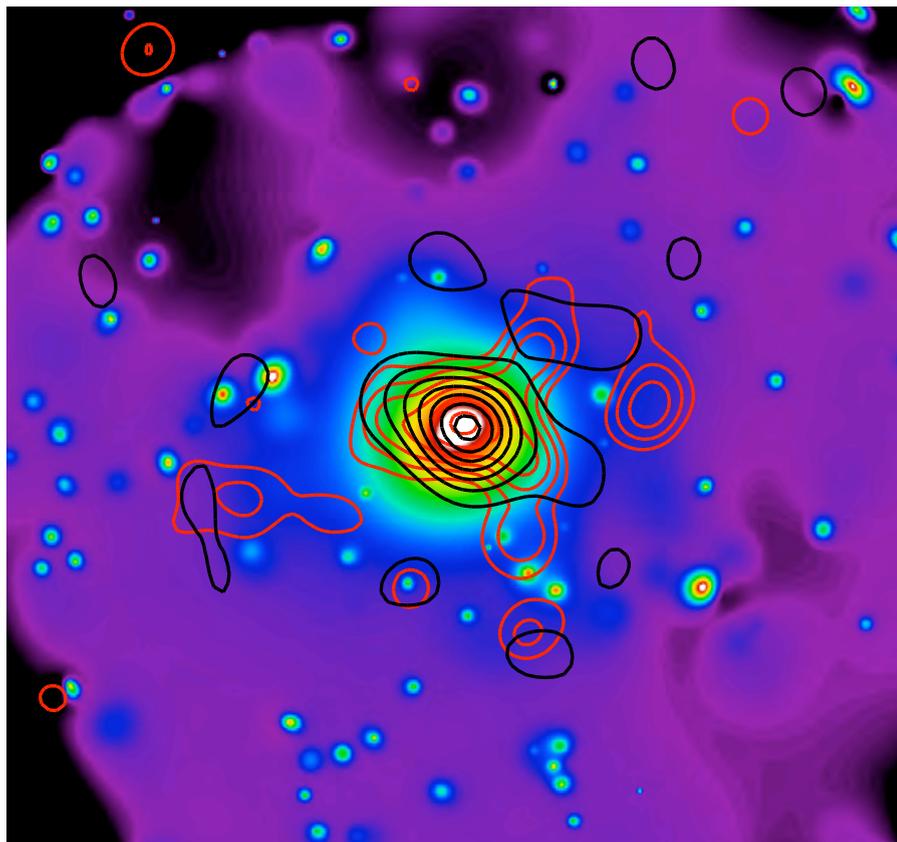


Fig. 6.21: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MACSJ1206 (voir 6.3 pour la légende).

MS1241

Cet amas fait également parti du relevé EMSS (Gioia & Luppino 1994) et a été principalement étudié en X , comme par exemple pour l'analyse de la loi d'échelle $L_X - T$ (Novicki et al. 2002).

Dans le cadre de notre analyse, MS1241 présente le plus grand écart entre l'estimation X de sa masse et son estimation *lensing* qui est environ 6 fois plus grande que la première. Du point de vue morphologique, on constate sur la figure 6.23 que la carte de masse est loin d'être dominée par un pic de masse sphérique et isolé. Même dans la zone centrale (qui correspond assez bien à la position de la BCG malgré un léger décalage vers le nord-est), les isocontours sont plutôt elliptiques, orientés selon un axe sud-est/nord-ouest. Sur la carte lissée avec une ICF de largeur $100''$, on peut voir que plusieurs pics secondaires sont détectés et créent cette forme complexe aux alentours de R_{200} .

La distribution en luminosité est également assez complexe : malgré un coeur assez sphérique et dominée par une BCG, 2 pics secondaire sont nettement présent, un situé à l'est à environ $145''$ (~ 930 kpc) et un autre au sud à la même distance. Ce second pic est assez conséquent et pourrait correspondre à groupe/sous-amas en train de tomber sur le halo principal. Pour ce qui est de la brillance de surface X , on peut faire le même constat : forme assez elliptique et orientée selon l'axe nord-sud (même si la zone très centrale est plutôt sphérique et bien positionnée sur la BCG). Il semble donc que l'amas MS1241 possède une morphologie centrale complexe avec clairement la présence de sous-structures. La figure 6.24 suggère d'autre part que l'extension dans la direction sud-ouest présente à la fois sur la carte de masse et de luminosité optique (contours noirs et rouges) pourrait être associée à une structure filamentaire en connexion avec le halo principal (un pic de masse et de luminosité optique et également détecté à plus grande distance, à environ 3 Mpc, dans la direction sud-est cette fois-ci).

L'écart entre les estimations X et *lensing* de la masse de cet amas résulte probablement de la conjugaison de ces 2 effets : sous-structures importantes au centre qui vont biaiser l'estimation hydrostatique, structure filamentaire à plus grande échelle qui peut affecter l'analyse *lensing* du halo principal (comme pour MS0016). De plus, on constate sur la figure 6.22 que le profil de cisaillement est assez bruité, ce qui n'est pas un hasard vu le *redshift* assez élevé de cet amas ($z = 0.549$). Cela renforce l'idée selon laquelle l'estimation de la masse du halo central est sur-estimée par rapport à une analyse hydrostatique même si celle-ci est potentiellement sous-estimée à cause des sous-structures qui vont mettre à mal l'hypothèse hydrostatique.

Du point de vue des relations d'échelle, M1241 semble effectivement avoir une masse *lensing* sur-estimée par rapport à sa richesse, sa luminosité, sa température et sa luminosité X . Nous avons également vu que l'estimation combinée $X + lensing$ de sa masse est plutôt en bon accord avec sa température mais moyennement avec sa luminosité X , ce qui penche en faveur d'un état dynamique perturbé dans la zone centrale, et donc d'une estimation X sous-estimée.

L'absence dans la littérature d'analyse *lensing* autre que la notre ou d'une étude X plus poussée sur cet amas ne nous permet malheureusement pas de remettre en question de manière plus efficace ces résultats.

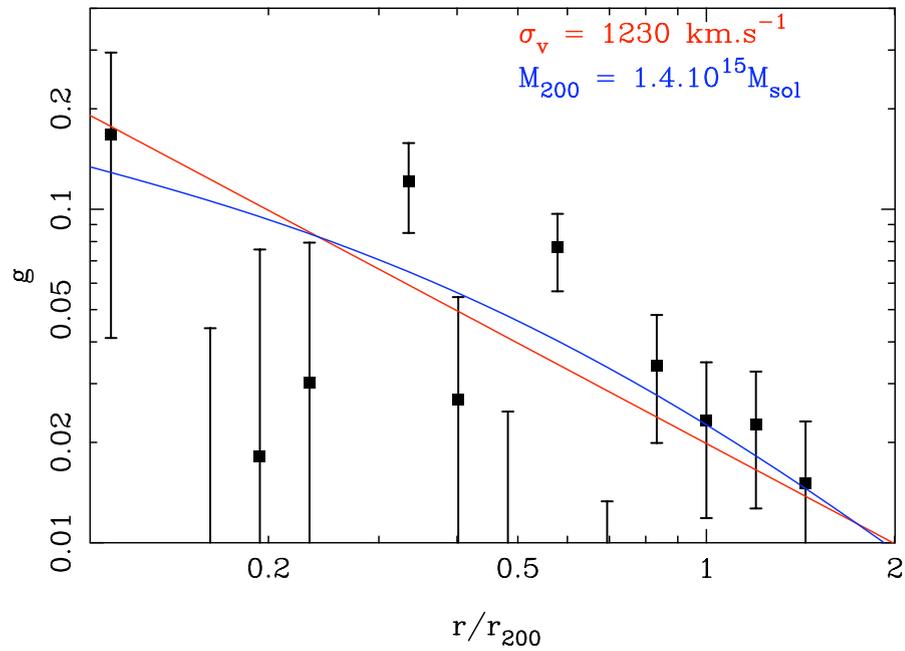


Fig. 6.22: Profil de cisaillement de l'amas MS1241 (voir figure 6.1 pour la légende).

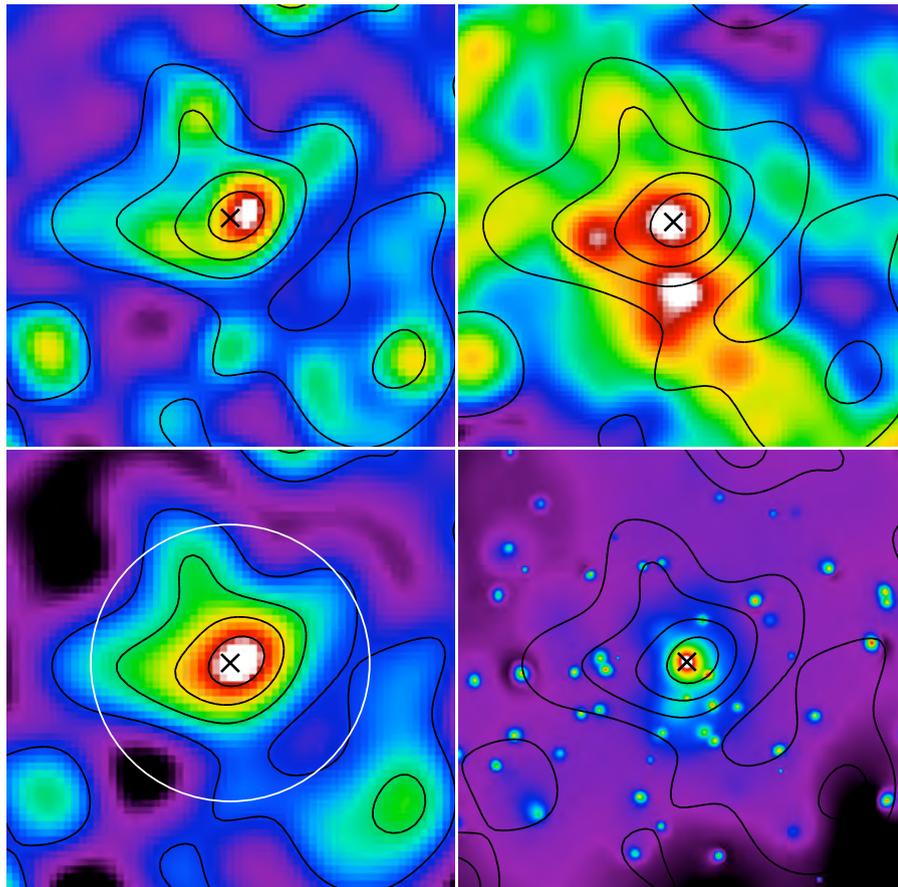


Fig. 6.23: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS1241 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.05 à $2.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.1 à 20 pour la brillance de surface.

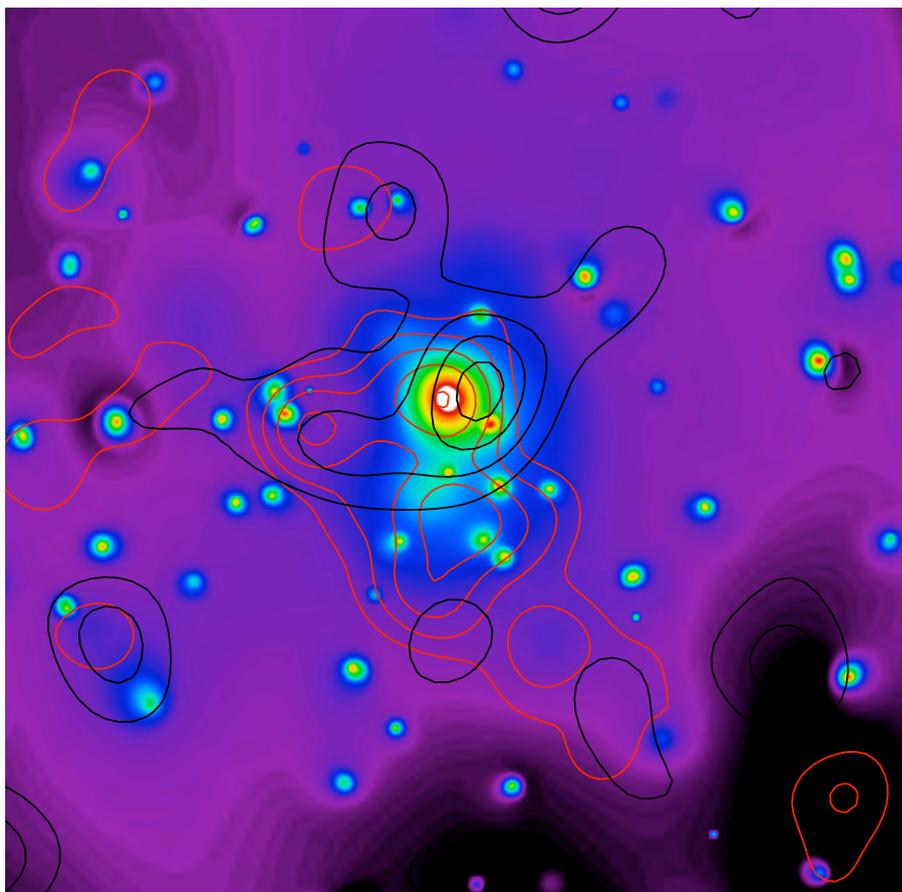


Fig. 6.24: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS1241 (voir 6.3 pour la légende).

RXJ1347

RXJ1347 fait parti des amas de galaxies les plus étudiés et représente donc un cas idéal pour comparer notre méthode d'analyse *lensing* avec les résultats obtenus par d'autres groupes. Cet amas possède le titre d'amas le plus lumineux en X du relevé ROSAT All-Sky Survey (RASS, Schindler et al. (1995)) et a été analysé de manière intensive par différentes méthodes. Cohen & Kneib (2002) et Lu et al. (2010) présentent une analyse spectroscopique, Schindler et al. (1997); Allen et al. (2002, 2008); Ettori et al. (2004a); Gitti & Schindler (2004); Gitti et al. (2007); Morandi et al. (2007); Bradač et al. (2008); Ota et al. (2008); Miranda et al. (2008); Maughan et al. (2008) ont étudié ses propriétés X , Fischer & Tyson (1997); Sahu et al. (1998); Kling et al. (2005); Bradač et al. (2005b, 2008); Halkola et al. (2008); Miranda et al. (2008); Broadhurst et al. (2008); Lu et al. (2010); Umetsu et al. (2011) ont réalisé une étude *lensing* (*weak*, *strong* et combinée), Pointecouteau et al. (2001); Komatsu et al. (2001); Kitayama et al. (2004) ont quant à eux effectué une étude de son signal S-Z.

RXJ1347 est un amas massif qui possède plusieurs systèmes d'images multiples articulées autour des 2 galaxies BCG centrales (figure 6.36, voir aussi figure 1 de Bradač et al. (2008)). La présence de ces 2 galaxies séparées de seulement $18''$ (~ 0.1 Mpc) laisse suggérer que cet amas subit une phase de fusion en son centre, hypothèse renforcée par les résultats de Allen et al. (2002); Gitti & Schindler (2004); Ota et al. (2008); Bradač et al. (2008); Miranda et al. (2008); Komatsu et al. (2001) et la découverte de gaz choqué dans cette zone. D'autre part, comme le soulignent Bradač et al. (2008) et Lu et al. (2010), les différents travaux mentionnés précédemment conduisent parfois à des estimations de la masse incompatibles, en particulier dans la zone centrale, avec notamment des masses *strong lensing* plus grandes que les estimations X , signe d'effets de projections (comme pour A1689) ou de l'état dynamiquement perturbé du coeur de cet amas. Cependant, lorsque l'information *strong lensing* est combinée avec le signal de cisaillement, les masses obtenues sont en bon accord (Bradač et al. 2008). L'analyse dynamique effectuée par Lu et al. (2010) réconcilie d'autre part la dispersion de vitesses des galaxies de RXJ1347 avec les estimations X et *lensing*, contrairement aux travaux de Cohen & Kneib (2002) qui obtiennent une dispersion bien plus petite, attribuée selon Bradač et al. (2008) à l'estimation de la masse du sous-amas en train de "tomber" sur le halo principal. Pour ce qui est de notre analyse *weak lensing*, comme déjà mentionné dans le chapitre 5, nous obtenons une masse très élevée lorsque la concentration est fixée à $c = 4$, avec $M_{200} = 2.56 \pm 0.3 \times 10^{15} M_{\odot}$, une valeur sensiblement plus grande que les masses *lensing* obtenues par d'autres groupes. Cependant, nous avons vu que pour cet amas dont le signal de cisaillement est bien contraint (figure 6.25), il est possible de laisser la concentration comme paramètre libre lors de l'ajustement d'un profil NFW. En faisant cela, nous obtenons une masse plus petite, $M_{200} = 1.85 \times 10^{15} M_{\odot}$ et une concentration $c \simeq 8$, soit des valeurs tout a fait compatibles avec d'autres travaux (Bradač et al. 2008; Lu et al. 2010; Umetsu et al. 2011), de même qu'avec l'estimation hydrostatique dérivée des données XMM-Newton (voir chapitre 5). Si l'on s'intéresse à la distribution spatiale des composantes de RXJ1347, on peut constater sur la figure 6.26 que les cartes de masse, de luminosité et de brillance de

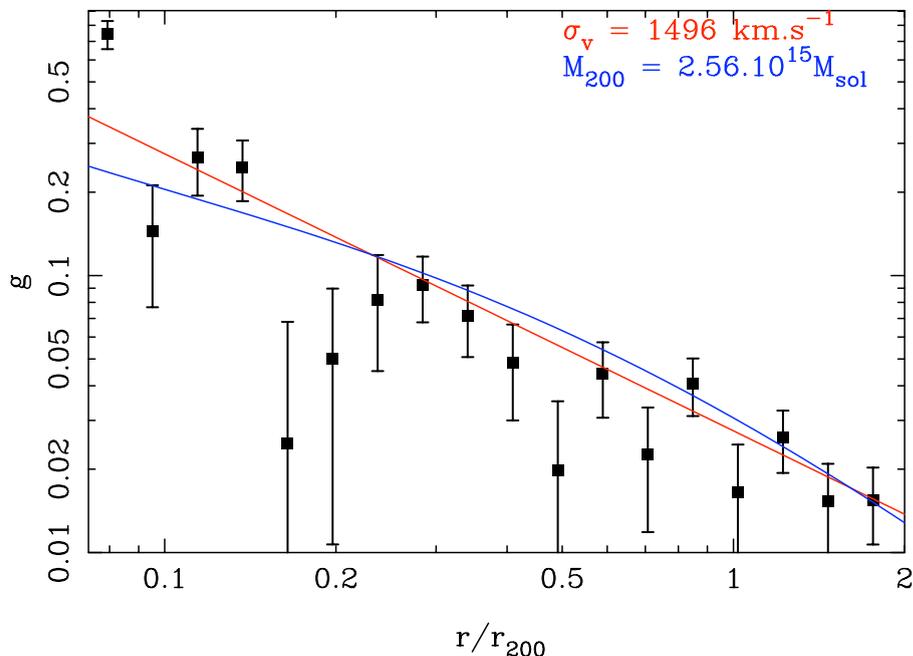


Fig. 6.25: Profil de cisaillement de l'amas RXJ1347 (voir figure 6.1 pour la légende).

surface X présentent des morphologie très similaires, avec un coeur plutôt sphérique et une ellipticité orientée dans la direction nord-est/sud-ouest lorsqu'on s'éloigne du centre. Les pics de masse, de luminosité et d'émission X sont par ailleurs à la même position, localisés sur la BCG principale de l'amas.

A plus grande distance du centre (figure 6.27, où les contours en blanc représentent ici les contours de masse), notre analyse rejoint les résultats de Lu et al. (2010) (voir leurs figure 1 et figure 6) : RXJ1347 semble être au coeur d'une structure filamentaire à grande échelle, avec la présence de nombreux pics de masse et de luminosité annexes, alignés selon le même axe que l'ellipticité centrale, dans la direction nord-est/sud-ouest (notamment une extension visible au nord-est du centre). En particulier, à environ 7 Mpc au sud-ouest du halo principal, nous détectons une structure massive associée à un excès de galaxies elliptiques, également observée par Lu et al. (2010). Ces même auteurs suggèrent que cet amas (dont ils estiment la masse *lensing* à $\sim 5 \times 10^{14} M_{\odot}$) pourrait être en connexion avec RXJ1347. La vitesse relative entre les 2 amas, estimée à $\sim 4000 \text{ km.s}^{-1}$, peut être selon eux le résultat de 2 scénarios différents : soit cet amas est effectivement à environ 7 Mpc de RXJ1347 et lui "tombe" dessus à une vitesse de $\sim 4000 \text{ km.s}^{-1}$, soit il serait situé en arrière-plan, à environ 25 Mpc et cette vitesse relative serait le résultat de l'expansion cosmique. Leur analyse de simulations numériques laisse penser que la seconde solution est la plus probable mais que pour autant, une connexion filamentaire physique les reliant n'est pas exclue. RXJ1347 pourrait donc être dans une situation similaire à MS0016, au coeur d'une structure à très grande échelle et connecté avec plusieurs groupes et sous-amas de galaxies "tombant" sur le halo principal, une hypothèse qui semble en bon accord avec la distribution des galaxies elliptiques et de la masse projetée présentées figure 6.27.

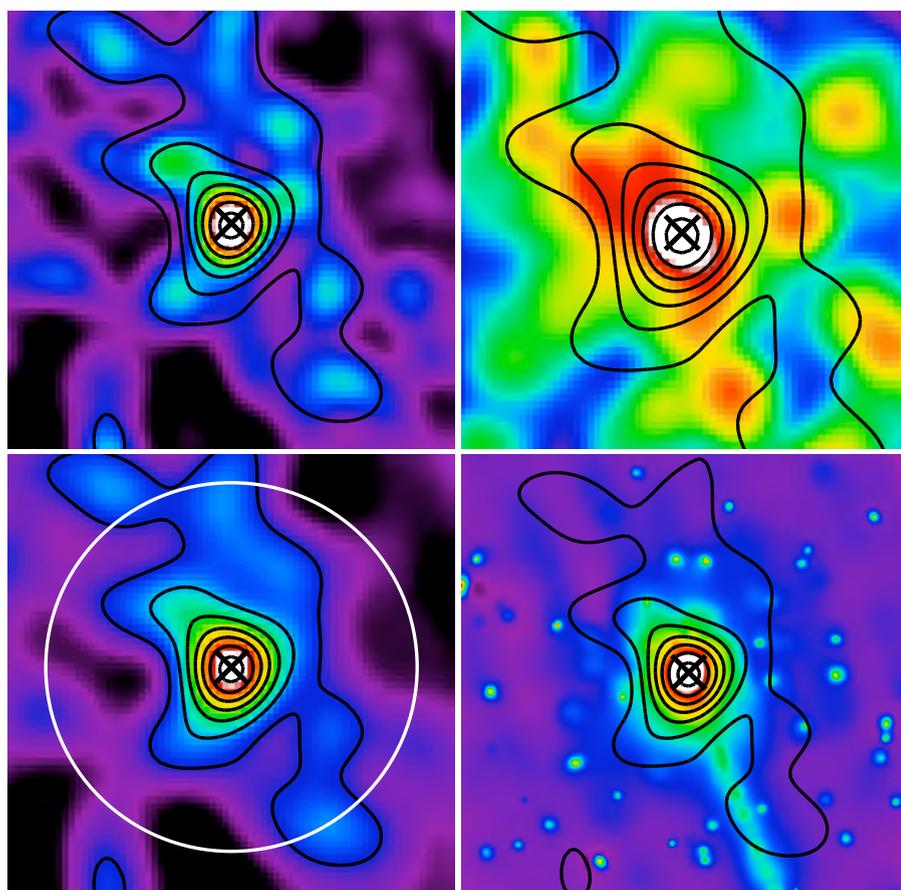


Fig. 6.26: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ1347 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $3.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.1 à 20 pour la brillance de surface.

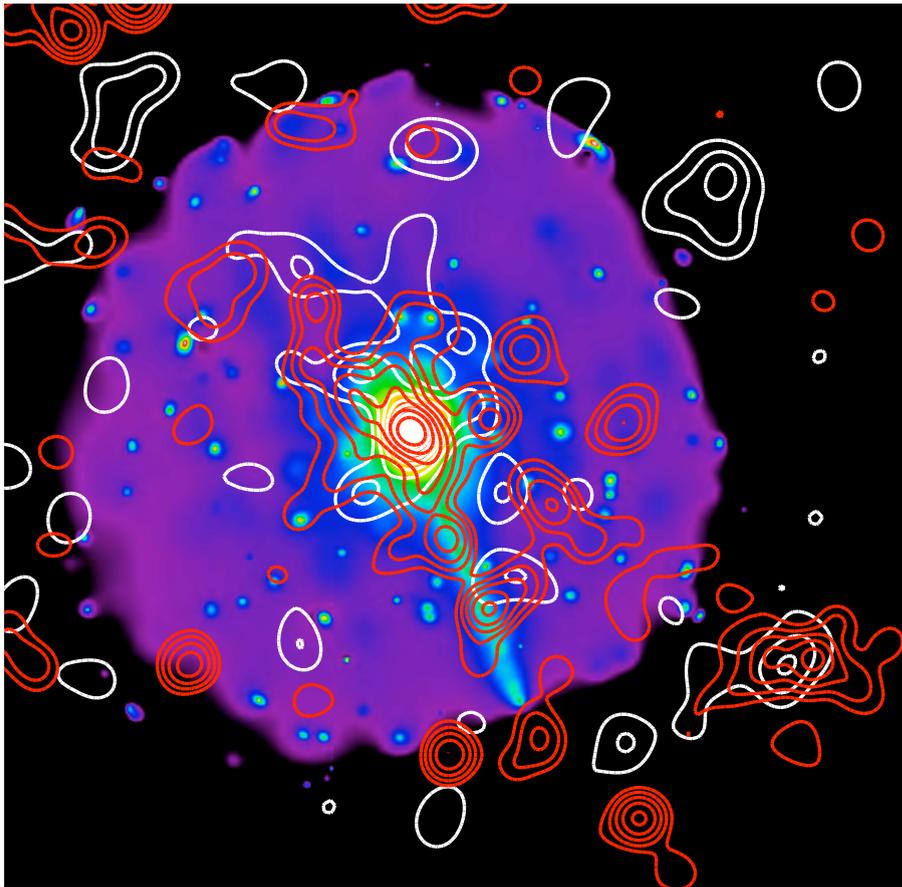


Fig. 6.27: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ1347 (voir 6.3 pour la légende).

MS1621

Comme son nom l'indique, MS1621 fait parti du relevé *X* EMSS (Gioia & Lupino 1994). Il fait également parti de l'échantillon CNOC (Ellingson et al. 1997) et l'analyse spectroscopique de la distribution en *redshift* de ses galaxies a permis d'estimer leur dispersion de vitesses, $\sigma = 833 \text{ km.s}^{-1}$ (Carlberg et al. 1997), valeur compatible avec celle obtenue par Borgani et al. (1999).

Cet amas a aussi été étudié dans le domaine des rayons *X*. Par exemple, Hicks et al. (2006) obtiennent $M_{200} = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{15} M_{\odot}$ à partir de données *Chandra*, soit une valeur compatible avec notre estimation *lensing* $M_{200} = 1.23 \pm 0.21 \times 10^{15} M_{\odot}$. Cependant, d'autres groupes dérivent une masse *X* plus petite, avec $M_{500} \approx 5 \times 10^{14} M_{\odot}$ (Ettori et al. 2003; Maughan et al. 2008; Mahdavi et al. 2008), une valeur plus proche de l'estimation hydrostatique obtenue avec les données *XMM-Newton* (voir chapitre 5). MS1621 est 1 des 4 amas de l'échantillon dont cette estimation est fortement incompatible avec l'estimation *lensing* déduite du profil de cisaillement. L'analyse *lensing* réalisée par Hoekstra (2007) et actualisée par Mahdavi et al. (2008) donne une masse $M_{500} = 7.64 \pm 2.74 \times 10^{14} M_{\odot}$, en bon accord avec notre estimation, $M_{500} = 8.50 \pm 1.45 \times 10^{14} M_{\odot}$. Mahdavi et al. (2008) trouvent donc comme dans notre cas une estimation *lensing* sensiblement plus grande que l'estimation hydrostatique pour cet amas, l'écart que nous obtenons étant plus grand du fait de la masse *X* plus petite que celle qu'ils calculent avec des données *Chandra*.

Tout comme MS0016, MS1241 et RXJ1003, cet amas pose donc *a priori* problème pour l'une des 2 méthodes. Pour y voir plus clair, penchons nous sur la morphologie des cartes de masse, luminosité et brillance de surface *X* (figure 6.29). Comme on peut le constater, la distribution de masse dérivée de *LensEnt2* avec une ICF de largeur 150'' est très elliptique, orientée selon l'axe nord-sud, avec un pic de masse décalé au sud par rapport à la BCG. Avec une ICF de largeur 100'', on remarque que le centre semble être constitué de 3 pics, le principal étant toujours décalé au sud par rapport à la BCG mais avec une forme plus sphérique. Cette morphologie centrale perturbée explique l'allure du profil de cisaillement mesuré qui est plutôt mauvais proche du centre de l'amas (figure 6.28).

La distribution en luminosité optique associée aux galaxies de la séquence des elliptiques est quant à elle dominée par une composante sphérique pratiquement centrée sur la BCG. On remarque néanmoins la présence de 2 pics secondaire, à environ 1.1 Mpc au nord-ouest et 925 kpc à l'est de la BCG, conférant ainsi à la distribution globale une forme plutôt perturbée. La brillance de surface *X* est elle plus sphérique mais décentrée par rapport à la BCG, tout comme la carte de luminosité. Il serait tentant d'expliquer l'écart entre les estimations *lensing* et hydrostatique par le fait que cet amas ne soit pas en équilibre mais plutôt dans une configuration de type fusion de sous-structures comme le laisse suggérer la distribution en luminosité. Cependant, le fait que les pics annexes de masse dans la zone centrale ne soient pas localisés aux sur-densités de galaxies elliptiques laisse penser que l'une des 2 cartes est fautive (mauvaise sélection de la séquence des elliptiques, mauvais signal de cisaillement) ce qui ne permet pas de statuer de manière certaine sur la morphologie centrale. D'autre part, nous avons vu que l'estimation hydrostatique dérivée des données *XMM-Newton* est sensiblement plus faible que celles déduites des données

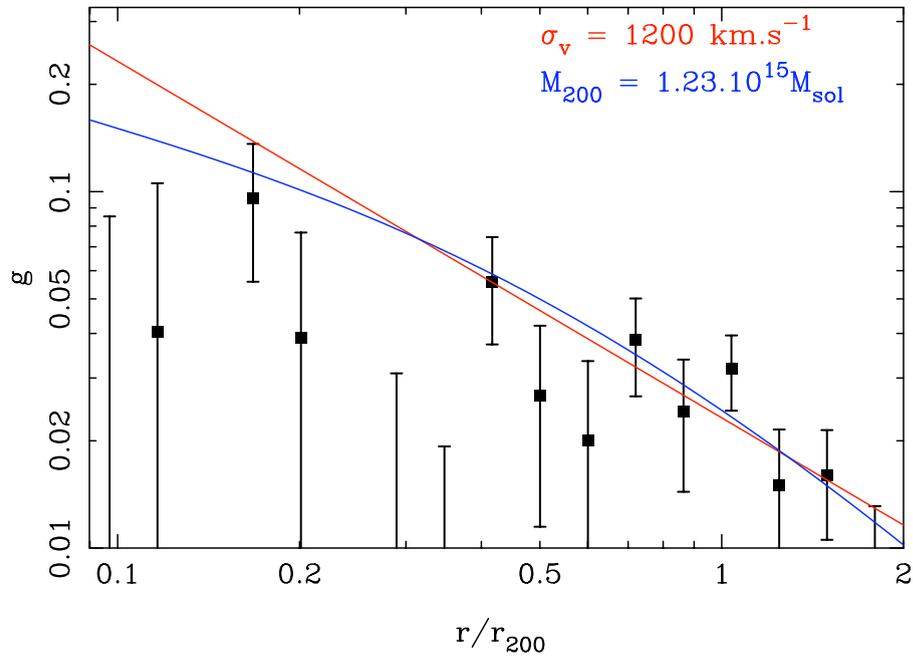


Fig. 6.28: Profil de cisaillement de l'amas MS1621 (voir figure 6.1 pour la légende).

Chandra, lesquelles sont plus en accord avec notre estimation *lensing*. Notons pour finir que MS1621 possède un bel arc bleu (figure 6.36) qui va permettre de réaliser une analyse *strong lensing* et donc apporter plus de contraintes sur la zone centrale et ainsi confirmer ou non la morphologie perturbée du coeur de l'amas (travail en prévision).

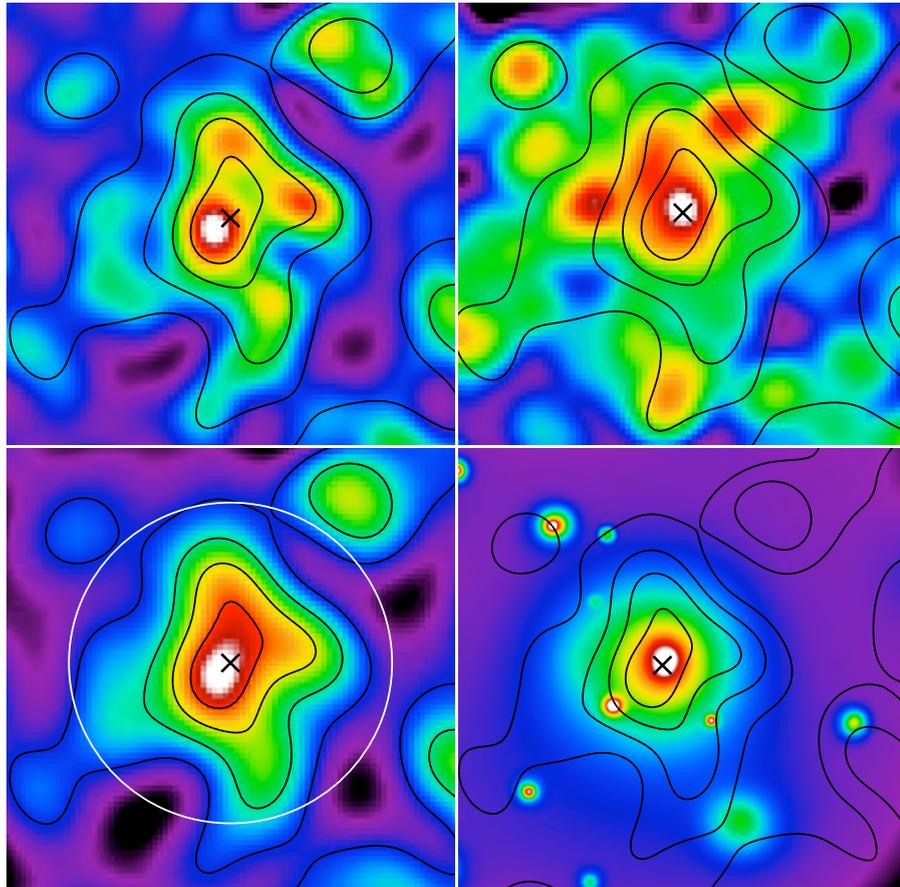


Fig. 6.29: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas MS1621 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $5.5 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.006 à 0.25 pour la brillance de surface.

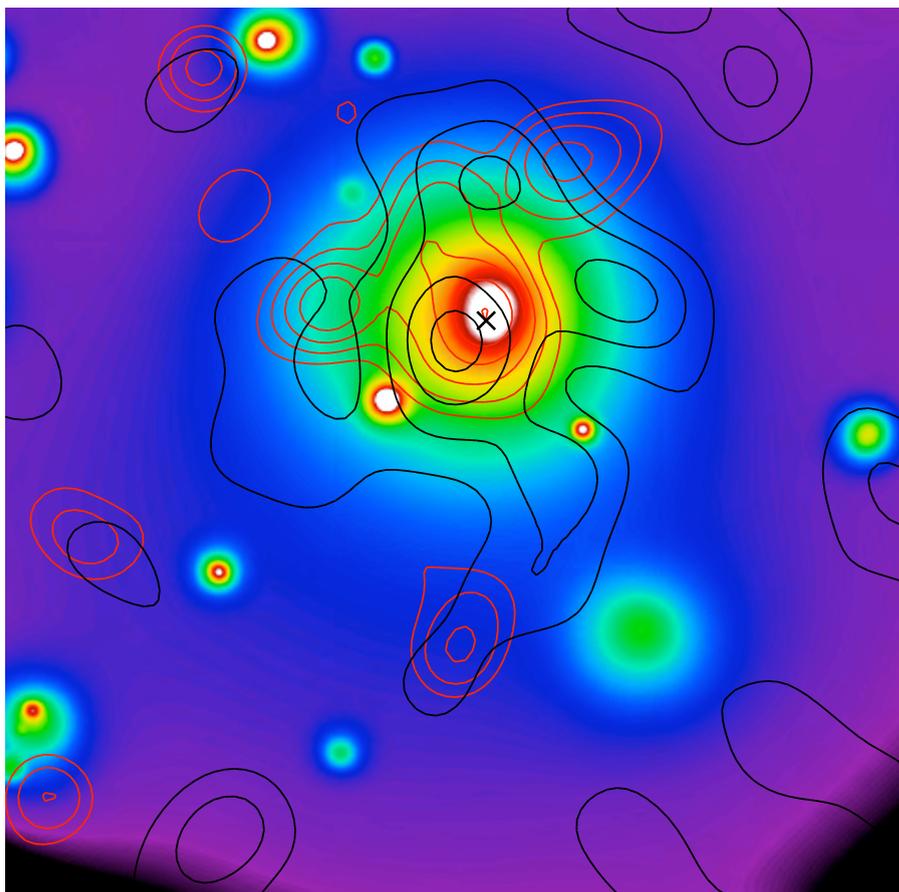


Fig. 6.30: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas MS1621 (voir 6.3 pour la légende).

RXJ2228

RXJ2228 a été initialement détecté dans le relevé *X* RASS et identifié comme un amas de manière optique par Bade et al. (1998). Il fait également parti des échantillons NORAS (Böhringer et al. 2000) et *ROSAT Brightest Cluster* (Ebeling et al. 2000). C'est un amas qui a été relativement peu étudié : Pointecouteau et al. (2002) en ont effectué une analyse combinée *X* et *S - Z* (données *X* ROSAT) pour aboutir à une estimation de la masse virielle $M_{vir} = 1.8 \pm 0.4 \times 10^{15} M_{\odot}$. Morandi et al. (2007) ont quant à eux utilisé des données *Chandra* et dérivent une estimation hydrostatique $M_{500} = 0.49 \pm 0.43 \times 10^{15} M_{\odot}$, soit une valeur significativement inférieure malgré leur barre d'erreur conséquente (facteur ~ 1.4 entre M_{vir} et M_{500}). Les données XMM-Newton ont conduit Jia et al. (2008) à une estimation légèrement plus grande, $M_{500} = 1.19 \pm 0.35 \times 10^{15} M_{\odot}$ alors que dans le cadre de notre étude l'estimation hydrostatique plus petite, $M_{500} \approx 0.7 \times 10^{15} M_{\odot}$, reste compatible avec notre estimation *lensing*, $M_{500} = 0.59 \pm 0.13 \times 10^{15} M_{\odot}$.

Pour autant, cette valeur est à prendre avec précautions. En effet, RXJ2228 est un amas à basse latitude et comme on peut en avoir un aperçu sur la figure 6.36, un bon nombre d'étoiles brillantes sont présentes sur le champ de vue. Comme celles-ci sont masquées pour l'analyse *lensing*, cela va réduire la surface utilisable pour la détection des galaxies lentillées et donc dégrader le signal. On constate effectivement sur la figure 6.31 que le signal de cisaillement mesuré est plutôt mauvais. On opère le même constat sur la carte de masse de cet amas (figure 6.32), en particulier sur celle obtenue avec une ICF de largeur $100''$ qui ne présente pas de pic de masse à la position de la BCG. L'effet est moindre sur la carte lissée avec une ICF de largeur $150''$ sur laquelle un halo est détecté, avec une forme très elliptique (orientation est/ouest) et décalé par rapport à la BCG. Cette ellipticité se retrouve également sur la carte de brillance de surface *X* dont la morphologie est assez intéressante : alors que le coeur de l'amas est allongé dans la direction est/ouest, l'ellipticité globale change de 90 degrés à plus grande distance. Cela suggère que cet amas n'est pas dynamiquement relaxé et donc que son estimation hydrostatique est potentiellement biaisée. Pour ce qui est de la distribution de la luminosité optique, on remarque que celle-ci est dominée par la BCG et les quelques galaxies environnante (voir figure 6.36) mais que 2 pics annexes proche du centre sont détectés. L'elongation est/ouest est également présente, conséquence du pic situé à l'ouest de la BCG, ainsi que l'ellipticité nord/sud observée sur la carte de brillance de surface *X*, cette fois-ci à cause du pic situé au nord, à environ 900 kpc du centre. On remarque nettement sur la figure 6.33 que la distribution de la luminosité optique correspond parfaitement à la morphologie *X* avec cette double elongation est/ouest et nord/sud. Cela penche en faveur d'un scénario de fusions de sous-structures au coeur de l'amas.

On remarque sur cette même figure qu'à plus grande distance, RXJ2228 présente de nouveau une ellipticité orientée dans la direction est/ouest : 2 extensions sont clairement détectées dans la distribution des galaxies elliptiques, à droite et à gauche du halo principal (1.7 Mpc pour celle à l'est, 1.9 Mpc pour celle à l'ouest). A ces 2 pics sont associés des pics de masse d'intensités plus grande que celui sensé être associé au halo principal. En particulier, la grosse structure à l'ouest domine la carte de masse de par son extension et son intensité. La contrepartie lumineuse est

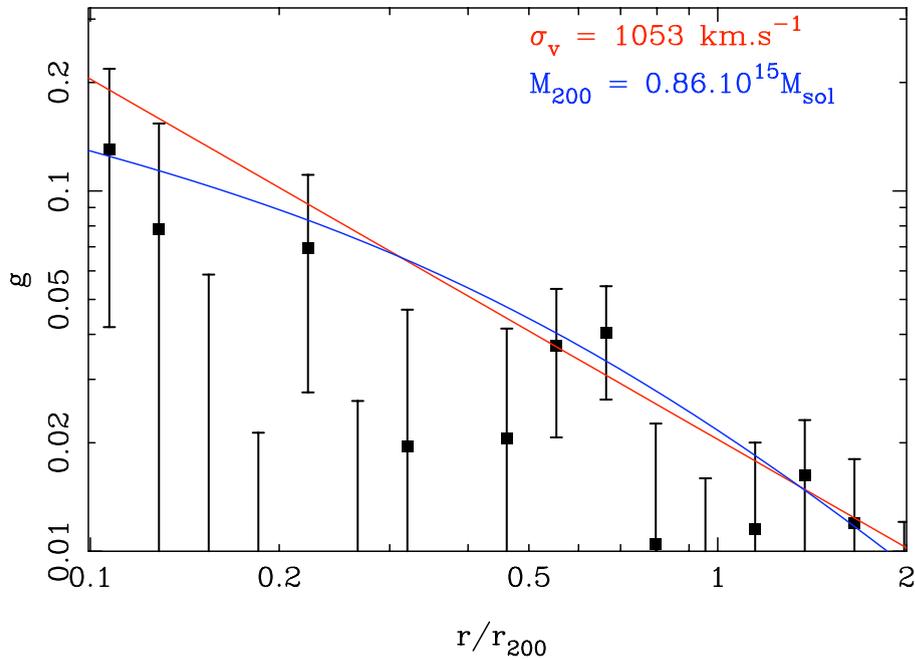


Fig. 6.31: Profil de cisaillement de l'amas RXJ2228 (voir figure 6.1 pour la légende).

également étendue et correspond donc probablement à un groupe ou sous-amas de galaxie proche de RXJ2228 et qui semble lui "tomber" dessus. La présence de ces 2 pics de galaxies elliptiques est certainement responsable de la richesse conséquente de cet amas (un des plus riches de l'échantillon).

Au final, on retiendra pour RXJ2228 que ses morphologies X et optique complexes suggèrent que c'est un amas dynamiquement jeune (ellipticité centrale, elongation à l'est, pic annexe au nord, structure étendue à l'ouest). Le fait que les estimations *lensing* et hydrostatique de la masse de cet amas sont proches est donc potentiellement le fruit du hasard, la première méthode souffrant d'un signal de cisaillement de mauvaise qualité, la seconde de l'hypothèse de symétrie sphérique clairement mise en défaut.

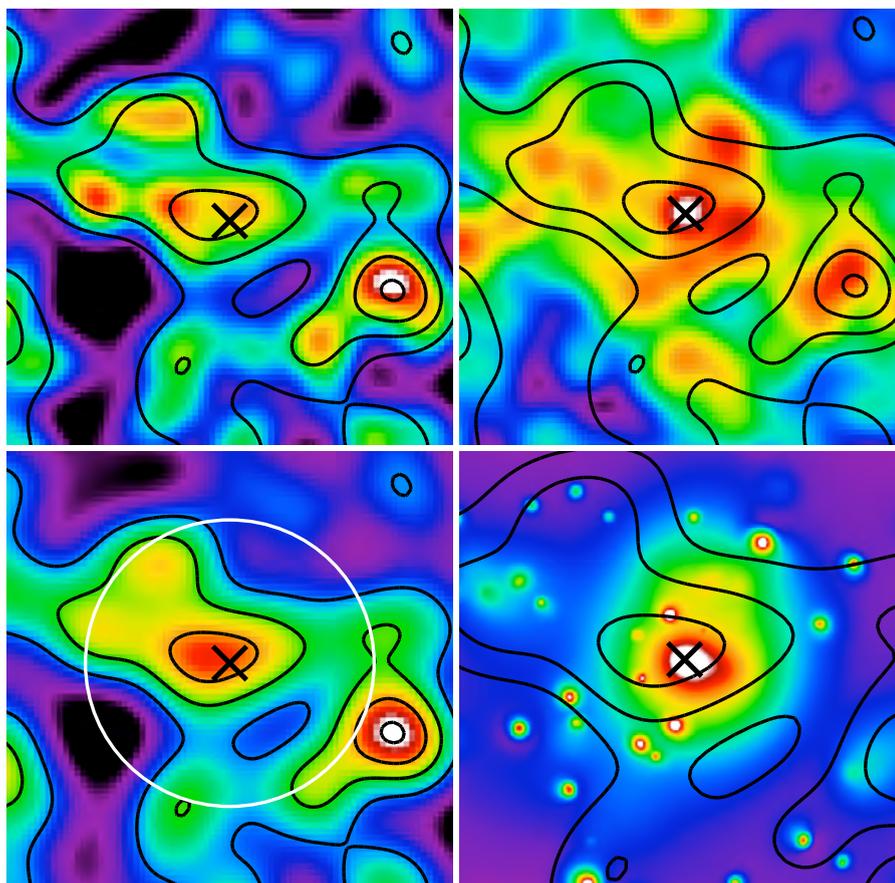


Fig. 6.32: Cartes de masses, luminosité et brillance de surface de l'amas RXJ2228 (voir figure 6.2 pour la légende). Les échelles logarithmiques de couleurs vont de 0.1 à $8.0 \times 10^6 L_{\odot} \text{kpc}^{-2}$ pour la luminosité et de 0.05 à 10 pour la brillance de surface.

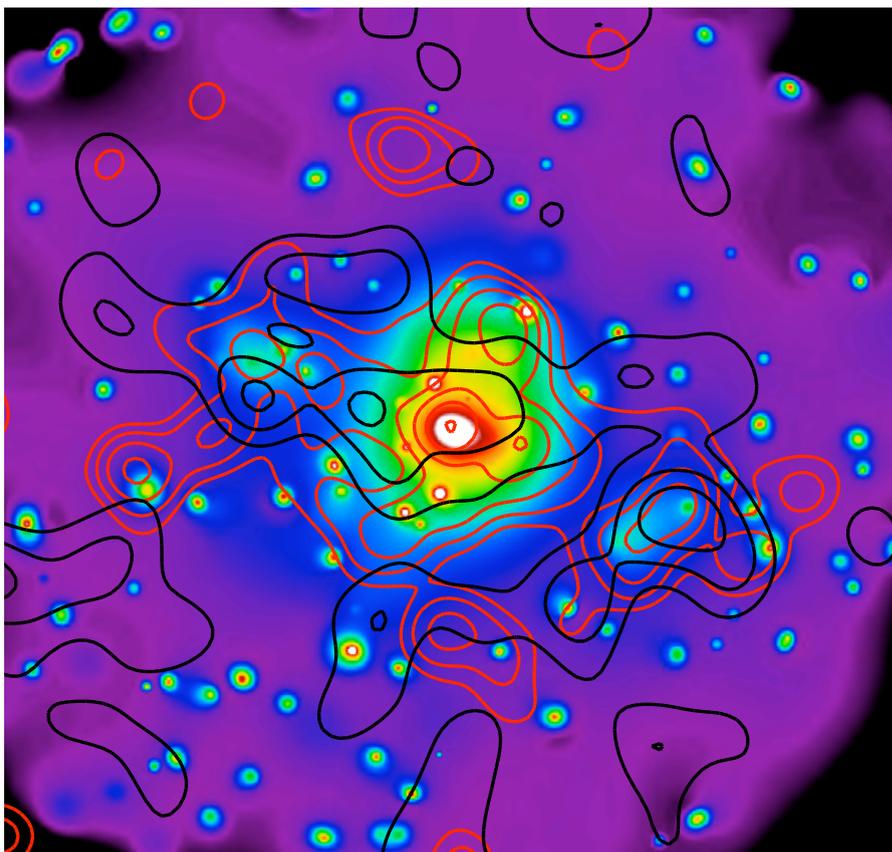


Fig. 6.33: Distribution à grande échelle des composantes de l'amas RXJ2228 (voir 6.3 pour la légende).

Annexe B : Images couleurs des amas

Aperçu des images obtenues par l'instrument Megacam au *CFHT*. Chaque image représente la partie très centrale de l'amas, $3' \times 3'$, et correspond à la combinaison des 3 bandes d'observations g' , r' et i' . Le nord est en haut, l'ouest à droite. L'image de l'amas RXJ1003 couvre une zone plus grande afin de voir les 2 galaxies BCG distantes de $\sim 150'' \simeq 850$ kpc en projection.

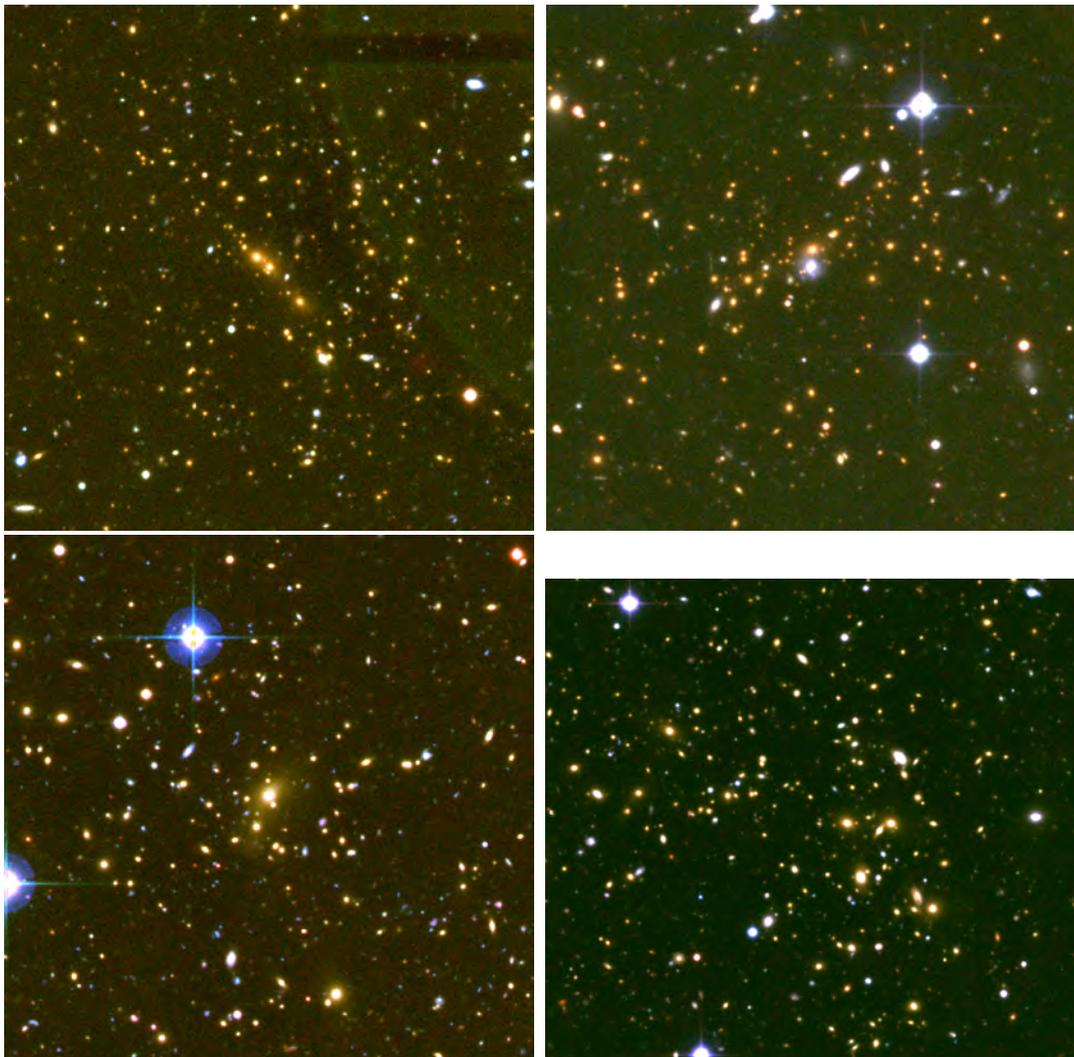


Fig. 6.34: De gauche à droite et de haut en bas : MS0016, MS0451, RXJ0856 et RXJ0943.



Fig. 6.35: De gauche à droite et de haut en bas : RXJ1003, RXJ1120, MACSJ1206 et MS1241.



Fig. 6.36: De gauche à droite et de haut en bas : RXJ1347, MS1621 et RXJ2228.

