



Analyse statistique de l'impact de la poussière et de l'émission radio des amas de galaxies

Joseph Lanoux

► To cite this version:

Joseph Lanoux. Analyse statistique de l'impact de la poussière et de l'émission radio des amas de galaxies. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT : . tel-00720536

HAL Id: tel-00720536

<https://theses.hal.science/tel-00720536>

Submitted on 24 Jul 2012

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : Université Toulouse III - Paul Sabatier (UT3)
Discipline ou spécialité : Astrophysique

Présentée et soutenue par Joseph LANOUX
Le 13/06/2012

Titre :

Analyse statistique de l'impact de la poussière
et de l'émission radio des amas de galaxies

École doctorale :
Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP)

Directeurs de Thèse :
Dr. Martin GIARD
Dr. Etienne POINTECOUTEAU

Rapporteurs :
Dr. Nabila AGHANIM
Dr. Chiara FERRARI

Membres du jury
Dr. Jonathan BRAINE
Dr. Pierre JEAN (Président)
Dr. Juan MACIAS-PEREZ

À Audrey

Remerciements

Voici le moment des traditionnels remerciements, moment où non seulement je souhaite exprimer ma gratitude envers les personnes qui ont contribué de près ou de loin à l'obtention de mon doctorat, mais où je souhaite aussi souligner le côté humain et social de l'épopée d'un thésitif.

Je commence bien évidemment par remercier chaleureusement chacun des membres de mon jury de thèse. Un grand merci à Nabila Aghanim et Chiara Ferrari, mes rapporteurs (-teures, -teuses, -trices)¹, qui ont pris le temps de lire mon manuscrit en détail et de rapporter ma thèse. Merci à Jonathan Braine et Juan Macias-Perez, mes examinateurs. Merci à Pierre Jean, mon président de jury, qui m'a aussi permis d'effectuer des enseignements à l'IPST-Cnam. Et bien sûr, un grand merci à mes directeurs de thèse : Martin Giard, pour ses conseils et ses commentaires, et surtout Etienne Pointecouteau, qui a contribué à ma découverte du monde de la recherche scientifique, et qui a permis l'accomplissement de ce beau projet de devenir docteur.

Merci à Geneviève Soucail, Isabelle Ristorcelli et Ludovic Montier de m'avoir aidé à différents moments de ma thèse. Merci à Josette Garcia, Marie-Claude Cathala, Stéphanie Bruel et Dolorès Granat pour leur efficacité administrative.

Je remercie mes collègues de bureau qui ont d'abord été Jonathan Aumont, pour la création du bureau Alsacien (Vive la choucroute!), puis Tesse Jaffe, avec qui nous avons eu de nombreuses discussions parturientes et pédiatriques. Viennent ensuite les doctorants et amis de l'Observatoire Midi-Pyrénées que j'ai cotoyé pendant ma thèse. Je remercie Pascal (pour m'avoir permis d'être observateur au TBL et de doubler par la même occasion mon *h-index*, et pour son violon, avec lequel je peux exprimer mes talents musicaux!), Sylvie, Joël, Sylvain, Guilhem, Gaël, Mélanie, Audrey, Eli, Rim, Inès, Nicolas, Simon pour le côté ex-LATT, Benoît, Gilles, Olivier, Nicolas, Agnès, Aurélia, Laurianne, Damien, Nathalie, Alexandre, Audrey pour le côté ex-CESR, et toutes les autres personnes personnes et nouveaux doctorants que j'ai croisé.

Merci à mes deux compères élus doctorants au conseil scientifique de l'OMP, Pierre et Céline pour les bons moments passés ensemble. Je remercie en parti-

1. Mais quelle est donc la version officielle du féminin de rapporteur de thèse ?

culier Céline, avec qui j'ai aussi encadré pendant deux ans des enseignements de l'IPST-Cnam, pour nos discussions, pour les fous rires que nous avons eus grâce à nos chers auditeurs (le chef, le je-sais-tout, le je-vais-me-brûler-les-yeux-avec-l'oculaire-de-la-manip-zeeman-parce-que-c'est-un-laser...), et pour m'avoir permis de voir « son » miroir.

Je remercie mes parents, qui m'ont non seulement soutenu pendant ma thèse, mais aussi pendant toutes mes études, et en fait, tout le temps.

Finalement, je remercie ma petite Melyane (docteur papa ? !), qui est un rayon de soleil, et par-dessus tout Audrey, ma femme, ma meilleure amie, la lumière de ma vie. *A Elbereth Gilthoniel, silihren penna míriel, o menel aglar elenath !*¹

1. O Elbereth Starkindler, white-glittering, slanting down sparkling like a jewel, the glory of the starry host !

Sommaire

Sommaire	v
Introduction	1
1 Concernant la cosmologie	5
1.1 Vers un modèle cosmologique	5
1.1.1 L'espace-temps et l'équation d'Einstein	5
1.1.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker	6
1.1.3 Dynamique	6
1.1.4 La loi de Hubble et le décalage vers le rouge	9
1.1.5 Distance angulaire et distance lumineuse	10
1.2 Le modèle Λ CDM	11
1.3 Les paramètres du modèle Λ CDM	14
1.4 Perturbations de densité et spectre de puissance	16
1.5 Les sondes cosmologiques	18
1.6 Conclusions	22
2 Les amas de galaxies	23
2.1 Formation	23
2.2 Composition des amas	26
2.2.1 Les galaxies d'amas	26
2.2.2 La matière noire	28
2.2.2.1 Auto-similarité des amas	28
2.2.2.2 Distribution de matière noire dans les halos	29
2.2.2.3 Les lentilles gravitationnelles	31
2.2.3 Le milieu intra-amas	32
2.2.3.1 Profils de température	32

SOMMAIRE

2.2.3.2	Entropie du gaz	33
2.2.3.3	Profils de densité de gaz et de masse totale	33
2.3	Les processus physiques à l'oeuvre au sein des amas de galaxies	34
2.3.1	L'enrichissement du MIA	34
2.3.2	Refroidissement du gaz	35
2.3.2.1	Émission Bremsstrahlung	35
2.3.2.2	Refroidissement par les poussières	36
2.3.2.3	L'effet Sunyaev-Zeldovich	37
2.3.3	Chauffage du gaz intra-amas	39
2.3.3.1	Préchauffage	39
2.3.3.2	Supernovæ	39
2.3.3.3	Les noyaux actifs de galaxies	40
2.3.3.4	Processus de transport d'énergie	42
2.3.4	L'accélération des électrons non-thermiques	43
2.4	Conclusions	48
3	La poussière dans les amas de galaxies	49
3.1	Les simulations numériques	49
3.1.1	Les simulations à N -corps	50
3.1.2	Les simulations hydrodynamiques	51
3.1.3	Les simulations numériques de formation des structures	52
3.1.4	Le code Hydra	53
3.1.5	Le jeu de simulations	54
3.1.6	La validation des simulations	56
3.1.7	Les catalogues de halos	59
3.2	L'impact de la poussière sur les propriétés d'échelle des amas	61
3.2.1	Contraintes dans l'univers local ($z = 0$)	62
3.2.2	Évolution des relations d'échelles	64
3.3	L'impact de la poussière sur les propriétés structurales	67
3.3.1	Les critères de sélection des amas	67
3.3.2	L'extraction des profils radiaux	68
3.3.3	Méthodologie de comparaison des profils	71
3.3.4	Les profils dans l'univers local ($z = 0$)	71
3.3.4.1	Profils de température	71
3.3.4.2	Profils de densité et de masse de gaz	74
3.3.4.3	Les profils d'entropie	74
3.3.5	Évolution en fonction de la masse des amas	75
3.3.6	Évolution en fonction du <i>redshift</i>	77

3.3.7	Lois d'échelle à différents rayons	77
3.4	Discussion	79
3.5	Conclusions	84
4	Émission non-thermique dans les amas de galaxies	87
4.1	Le relevé NVSS	88
4.2	Les catalogues	89
4.2.1	Le catalogue d'amas de galaxies	89
4.2.2	Les catalogues de sources 2MASS	89
4.3	Méthodologie	89
4.4	Contraintes sur la population des GAR dans les amas de galaxies	91
4.4.1	Le nombre d'occupation	91
4.4.2	Fractions de GAR et de NAG	94
4.4.3	La relation $L_R^{NAG} - L_X$	99
4.4.4	La relation $L_K - M_{500}$	101
4.4.5	La masse des TNSM	102
4.4.6	La rétroaction de la formation des galaxies des NAG	106
4.5	Recherche de sources étendues et diffuses dans les amas de galaxies	107
4.5.1	Luminosités diffuses X et radio	108
4.5.2	La corrélation $L_R - L_X$	111
4.6	Contraintes sur la contamination du signal SZ des amas de galaxies par les sources radio ponctuelles	116
4.7	Conclusions	118
	Conclusion et perspectives	121
	Publications	125
	Bibliographie	159

SOMMAIRE

Introduction

La cosmologie est l'étude de la géométrie, du contenu en matière et en énergie, de la formation et de l'évolution de l'Univers. Son étude est fondamentale à notre compréhension du monde qui nous entoure. Dans le modèle cosmologique standard, les structures de l'Univers se forment de manière hiérarchique. Les amas de galaxies, qui sont les plus grandes structures connues de l'Univers, sont donc les objets les plus récents à s'être formés. La période de leur formation coïncide avec le moment où l'énergie noire, qui accélère aujourd'hui l'expansion de l'Univers, en est devenue la composante dominante. Les amas sont sensibles au contenu en matière et en énergie de l'Univers, et sont donc directement liés au spectre de puissance des fluctuations primordiales de densité. Dans le modèle standard, la matière est principalement constituée de matière noire. La fonction de croissance des structures, et en particulier celle des amas de galaxies, est donc régit par la matière et l'énergie noire. De plus, la composition en masse des amas est semblable à celle de l'Univers dans son ensemble. L'étude de leur différents constituants (matière noire, gaz, galaxies), et notamment de leur fraction de gaz, permet d'apporter des contraintes sur le comportement et la géométrie de l'Univers. Par conséquent, les amas de galaxies sont des sondes privilégiées pour étudier la géométrie et le contenu en matière et en énergie de l'Univers.

La gravitation est le principal moteur de formation des amas de galaxies. Ces derniers sont issus des pics de surdensité de l'Univers primordial. Ces dernières ont accréte de la matière de leurs milieux environnants jusqu'à ce que leurs masses soient suffisantes pour s'effondrer sur eux-mêmes, et forment les premières structures. Celles-ci ont continué de croître par accréation continue de matière et par fusions successives jusqu'à former les amas. La composante baryonique des amas de galaxies est principalement composée de gaz et constitue le milieu intra-amas. De nombreux processus physiques gravitationnels et non-gravitationnels y sont à l'oeuvre et contribuent à son chauffage, à son refroidissement, ainsi qu'à son enrichissement en métaux, en gaz, en étoiles et en poussière. Certaines

INTRODUCTION

populations de particules sont accélérées à des vitesses relativistes, comme les électrons non-thermiques. Ces processus ont un impact sur les propriétés physiques des amas de galaxies. L'étude de ces processus et de leur impact sur la physique des amas est donc nécessaire à notre compréhension de ces objets astrophysique, et de la formation et de l'évolution des grandes structures de l'Univers. Cette étude est aussi un prérequis pour utiliser les amas de galaxies en cosmologie.

Pendant cette thèse, nous nous sommes particulièrement intéressés à deux de ces processus :

1. l'impact de la poussière sur les propriétés des amas de galaxies
2. l'origine de l'émission radio observée dans la direction des amas

Les poussières sont créées dans les galaxies, par les cycles de formation stellaire. Une fraction d'entre elles est injectée dans le milieu intra-amas, avec du gaz et des étoiles, par les interactions galaxie-galaxie et les vents galactiques générés par les supernovæ et les noyaux actifs de galaxies. Au régime thermodynamique des amas de galaxies, les grains de poussière contribuent à refroidir le gaz intra-amas. À l'aide de simulations numériques de formation des structures, implémentées avec une fonction de refroidissement incluant l'effet de la poussière sur le gaz intra-amas, nous avons étudié l'impact de cette composante sur les propriétés d'échelle et structurelles des amas de galaxies.

L'émission radio des amas de galaxies provient, quant à elle, de deux types de sources : les sources radio étendues et diffuses et les sources radio ponctuelles. Les sources radio ponctuelles sont liées aux galaxies d'amas, et notamment aux noyaux actifs de galaxies. Ces derniers sont des sources importantes d'énergie, capables de chauffer le milieu intra-amas, et notamment de contre-balancer les processus de refroidissement à l'oeuvre en son centre. Les noyaux actifs de galaxies ont donc un impact important sur la formation et l'évolution des halos de matière noire. Nous avons donc étudié la dépendance des propriétés physiques de ces objets avec leur environnement d'ensemble, c'est-à-dire leur halo hôte. Quant aux sources radio étendues et diffuses, elles trouvent leurs origines soit dans la ré-accelération d'électrons non-thermiques du milieu intra-amas à des vitesses relativistes, soit dans l'émission d'électrons par des collisions proton-proton. À ce jour, elles n'ont été observées que dans quelques dizaines d'amas massifs en cours de fusion. Nous avons donc conduit une analyse statistique pour mettre en évidence l'émission radio étendue et diffuse pour un grand échantillon d'amas de galaxies, et ce, jusque dans le domaine de masse des groupes de galaxies.

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous posons le contexte cosmologique de notre analyse. Nous décrivons dans le deuxième chapitre les processus de formation et d'évolution des amas de galaxies, leur composition, leurs propriétés physiques, les processus physiques gravitationnels et non-gravitationnels à l'oeuvre dans le milieu intra-amas, et leurs impacts

sur la physique globale des amas. Dans le troisième chapitre, nous présentons notre analyse de l'impact de la poussière sur les propriétés physiques des amas de galaxies. Finalement, notre analyse sur la population des noyaux actifs de galaxies dans les amas, ainsi que notre recherche des sources radio étendues et diffuses, est présentée dans le quatrième chapitre, avant de présenter les conclusions et les perspectives de ce travail.

INTRODUCTION

Chapitre 1

Concernant la cosmologie

1.1 Vers un modèle cosmologique

1.1.1 L'espace-temps et l'équation d'Einstein

Pour disposer d'un modèle cosmologique capable de décrire la formation, l'évolution, et la géométrie de l'Univers, il est nécessaire de disposer d'un cadre géométrique. Celui-ci nous a été fourni avec la publication de la théorie de la relativité générale ([Einstein, 1916](#)). Einstein introduisit la notion d'espace-temps, un espace à quatre dimensions (trois d'espace et une de temps) dans lequel tout événement peut être décrit. En utilisant l'algèbre tensorielle, il construisit une théorie de la gravitation dont les équations lient la géométrie de l'Univers à son contenu en matière et en énergie. Nous adoptons la convention que la vitesse de la lumière est égale à $c = 1$. L'équation d'Einstein est donc :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique, $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R est le scalaire de Ricci¹, $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion représentant la distribution en matière et en énergie de l'Univers, Λ est la constante cosmologique, et G est la constante gravitationnelle. Pensant alors que l'Univers était statique, Einstein adjoint la constante cosmologique Λ à son équation. Il reviendra sur cette décision suite à la mise en évidence de l'expansion de l'Univers par Hubble ([Hubble, 1929](#)). Puis elle fût réintroduite dans les années 1990, avec la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (Section [1.2](#)).

1. Le tenseur et le scalaire de Ricci contiennent l'information sur la courbure de l'Univers.

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

1.1.2 Métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker

Nous utilisons le principe cosmologique, c'est-à-dire l'hypothèse que l'Univers est homogène et isotrope à grande échelle. Cette hypothèse permet de simplifier l'équation d'Einstein, et de la résoudre analytiquement.

La description d'événements dans l'espace-temps nécessite une métrique. Celle-ci définit une distance infinitésimale ds^2 . La métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker intègre le principe cosmologique, et est la métrique couramment utilisée aujourd'hui. En coordonnées sphérique, elle s'écrit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a(t)^2 \left\{ \frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right\} \quad (1.2)$$

où $a(t)$ est le facteur d'échelle décrivant l'expansion de l'Univers, et κ , le facteur de courbure. κ vaut respectivement -1 , 0 ou 1 selon que l'Univers est ouvert (hyperbolique), plat, ou fermé (sphérique).

1.1.3 Dynamique

Pour un observateur comobile, c'est-à-dire un observateur se déplaçant au regard de l'expansion de l'Univers, le principe cosmologique nous permet d'assimiler le contenu en matière et en énergie de l'Univers à un fluide parfait de pression p et de densité ρ . Alors, en introduisant la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (Équation 1.2) dans l'équation d'Einstein (Équation 1.1), nous obtenons les équations d'Einstein-Friedmann-Lemaître (Friedmann, 1922, 1924) :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{\kappa}{a^2} \quad (1.3a)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.3b)$$

où H est le paramètre de Hubble (Section 1.1.4), $\dot{a}$ est la vitesse de l'expansion de l'Univers, et $\ddot{a}$ est son accélération. De plus, la conservation du tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ nous donne l'équation de continuité du fluide :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (1.4)$$

Seules deux des trois équations 1.3a, 1.3b et 1.4 sont indépendantes. Nous introduisons donc l'équation d'état du fluide suivante pour résoudre le système d'équations et déterminer les paramètres $\rho(t)$, $p(t)$ et $a(t)$:

$$p = w\rho \quad (1.5)$$

w est alors le paramètre de l'équation de la matière, et est égal au rapport de la pression du fluide sur sa densité. On peut alors réécrire l'équation 1.3a de la façon suivante :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_m + \rho_\kappa + \rho_\Lambda) \quad (1.6)$$

avec ρ_m , la densité totale de matière (constituée des densités de matière non-relativiste, ρ_{NR} , et relativiste, ρ_R , et de la densité de rayonnement, ρ_γ), ρ_κ , la densité de courbure, et ρ_Λ , la densité de constante cosmologique. Ces deux dernières densités sont définies ainsi :

$$\rho_\kappa = -\frac{3\kappa}{8\pi G a^2}, \quad \rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (1.7)$$

On définit aussi la densité critique de l'Univers comme étant la densité totale d'un univers Einstein-de Sitter, c'est-à-dire la densité d'un univers plat, uniquement constitué de matière non-relativiste, et sans constante cosmologique :

$$\rho_{cr} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.8)$$

La valeur actuelle de la densité critique est $\rho_{cr0} = 9,2 \times 10^{-27} h^2 \text{ kg.m}^{-3}$ (soit environ trois protons par mètre cube). On peut alors définir un paramètre cosmologique Ω_i d'une composante i (matière baryonique, constante cosmologique...) comme le rapport entre sa densité et la densité critique :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_{cr}} \quad (1.9)$$

On réécrit alors l'équation de Friedmann 1.3a de la manière suivante :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_\kappa = 1 \quad (1.10)$$

avec les paramètres de densité de matière Ω_m , de courbure Ω_κ , et de constante cosmologique Ω_Λ définis ainsi :

$$\Omega_m = \frac{8\pi G \rho}{3H^2}, \quad \Omega_\kappa = -\frac{\kappa}{a^2 H^2}, \quad \text{et} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (1.11)$$

Cette équation lie la courbure de l'Univers (Ω_κ), et donc sa géométrie, à son contenu en matière et en énergie (Ω_m et Ω_Λ).

En estimant les paramètres Ω_m et Ω_Λ , il est possible de contraindre la courbure de l'Univers, et inversement :

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

- $\Omega_m + \Omega_\Lambda > 1 : \Omega_\kappa > 0$, l'Univers est fermé
- $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 : \Omega_\kappa = 0$, l'Univers est plat
- $\Omega_m + \Omega_\Lambda < 1 : \Omega_\kappa < 0$, l'Univers est ouvert

En utilisant l'équation d'état 1.5 et l'équation de continuité 1.4, nous dérivons la dépendance de la densité ρ avec le facteur d'échelle $a(t)$:

$$\rho = a(t)^{-3(1+w)} \quad (1.12)$$

Avec l'équation de Friedmann 1.3a, nous obtenons l'évolution du facteur d'échelle avec le temps t :

$$a(t) \propto t^{2/3(1+w)} \quad \text{avec } w \neq -1 \quad (1.13)$$

La résolution de l'équation d'état 1.5 donne plusieurs solutions. Chacune d'entre elles caractérise un état différent de l'Univers, et correspond à une période de celui-ci :

- **Univers dominé par de la matière non-relativiste** ($p_{NR} = 0$, $w = 0$, et $\rho_{NR} \gg \rho_R$) : C'est l'univers Einstein-de Sitter. L'équation 1.4 devient $\rho_{NR} \propto a^{-3}$. On suppose que la courbure et la constante cosmologique sont négligeables. La résolution de l'équation de Friedmann 1.3a donne alors $a(t) \propto t^{2/3}$ pour un Univers en expansion.
- **Univers dominé par du rayonnement** ($p_R = \rho_R/3 \gg \rho_{NR}$ et $w = 1/3$) : Dans ce cas, l'équation 1.4 devient $\rho_R \propto a^{-4}$. En supposant également ici que la courbure et la constante cosmologique sont négligeables, la résolution de l'équation de Friedmann 1.3a donne $a(t) \propto t^{1/2}$ pour un Univers en expansion.
- **Univers dominé par de l'énergie noire** ($\rho_\Lambda \gg \rho_m$ et $\rho_\Lambda \gg \rho_\kappa$) : L'énergie noire ou quintessence peut être associée à un fluide de composition inconnue X et de pression négative (Section 1.3). Elle peut être caractérisée par une équation d'état évoluant avec le *redshift* de la forme $w(z) = w_0 + w_a z/(1+z)$ (Chevallier & Polarski, 2001). Les modèles cosmologiques constitués d'énergie noire avec une telle équation d'état, ainsi que de matière noire, sont dits modèles w CDM. Les cas spécifiques où $w_a = 0$ donnent les modèles X CDM. Enfin, les modèles cosmologiques constitués d'une constante cosmologique, c'est-à-dire les modèles Λ CDM, sont les cas particuliers où $w = -1$. L'intégration de l'équation 1.4 donne $a(t) \propto e^{Ht}$. Un tel Univers croît donc de manière exponentielle.

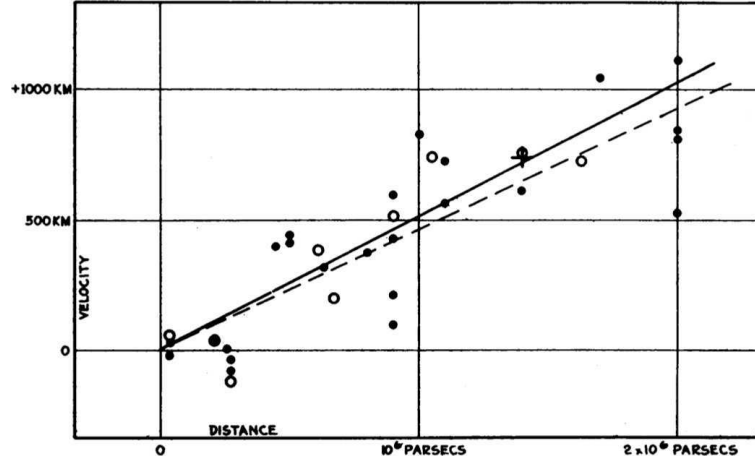


FIGURE 1.1 – Relation vitesse-distance des nébuleuses (Hubble, 1929).

1.1.4 La loi de Hubble et le décalage vers le rouge

En 1929, Hubble publia sa relation entre la distance des nébuleuses, c'est-à-dire des galaxies, et leur vitesse radiale (Figure 1.1, Hubble, 1929). Il montra que, mises à part les galaxies du groupe local qui interagissent entre elles sous l'effet de la gravitation, toutes les galaxies s'éloignent de nous. Il interpréta ce résultat avec l'effet Doppler. La loi de Hubble s'écrit donc :

$$v = H_0 D_{propre} \quad (1.14)$$

où D_{propre} est la distance propre définie comme la distance physique séparant deux points de l'espace-temps, et H_0 est la valeur actuelle de la constante de Hubble, c'est-à-dire $H_0 = H(z = 0)$. Néanmoins, l'interprétation de l'éloignement des galaxies par effet Doppler n'est valable que dans l'Univers local. En effet, pour les autres galaxies, le décalage vers le rouge observé est dû à l'expansion de l'Univers, qui altère la longueur d'onde des photons vers les plus grandes longueurs d'onde.

D'une manière générale, on définit le décalage vers le rouge, ou le *redshift*, z , de la façon suivante. Une source émettant à une fréquence ν_S est observée à une fréquence ν_0 . On considère deux trajectoires de photon émis aux temps t_S et $t_S + 1/\nu_S$, arrivant à t_0 et $t_0 + 1/\nu_0$. L'équation 1.2, avec $dt = 0$, $d\theta = 0$ et $d\phi = 0$, devient alors :

$$\sqrt{|ds^2|} = \int_{t_S}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_0^{r_S} \frac{dr}{(1 - \kappa r^2)^{1/2}} = S_\kappa^{-1}(r_S) \quad (1.15)$$

avec :

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

$$S_\kappa(r_S) = \begin{cases} \sin(r_S) & \text{si } \kappa = +1 \\ r_S & \text{si } \kappa = 0 \\ \sinh(r_S) & \text{si } \kappa = -1 \end{cases}$$

La distance comobile r_S est constante. On a donc :

$$S_\kappa^{-1}(r_S) = \int_{t_S}^{t_0} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{t_S+1/\nu_S}^{t_0+1/\nu_0} \frac{cdt}{a(t)} \quad (1.16)$$

D'où :

$$\frac{c}{a(t_0)} \frac{1}{\nu_0} - \frac{c}{a(t_S)} \frac{1}{\nu_S} = 0 \quad (1.17)$$

Nous en déduisons le *redshift* z :

$$1 + z = \frac{\nu_S}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_S} = \frac{a_0}{a_S}$$

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_S}{\lambda_0} \quad (1.18)$$

Avec le *redshift*, nous pouvons écrire l'équation de Friedmann 1.3a de la façon suivante :

$$H^2 = H_0^2 [\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\kappa(1+z)^2 + \Omega_\Lambda] \quad (1.19)$$

Cela nous permet de définir le facteur d'évolution, $E(z)$ comme :

$$E^2(z) = \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\kappa(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \quad (1.20)$$

1.1.5 Distance angulaire et distance lumineuse

La distance propre D_{propre} n'étant pas mesurable de façon absolue, on utilise la distance angulaire ou la distance lumineuse pour estimer la distance et la taille des objets. Dans l'Univers local, ces trois distances sont équivalentes. On définit la distance angulaire comme le rapport entre la dimension physique d'un objet, dl , et sa taille angulaire, $d\theta$:

$$D_{ang} = \frac{dl}{d\theta} \quad (1.21)$$

Comme dl évolue avec le facteur d'échelle, c'est-à-dire que $dl = a(t)r d\theta$, on a :

$$D_{ang} = a(t)r = \frac{a_0 r}{1+z} \quad (1.22)$$

La distance lumineuse, D_L , est quant à elle dérivée à partir du flux observé d'une source, f_{obs} , par rapport à sa luminosité absolue, L_{abs} . On la définit de la façon suivante :

$$f_{obs} = \frac{L_{abs}}{4\pi D_L^2} \quad (1.23)$$

En fonction du *redshift*, elle est égale à $D_L = (1+z)a_0 r$. Distance angulaire et distance lumineuse sont donc liées par la relation $D_L = (1+z)^2 D_{ang}$.

1.2 Le modèle Λ CDM

Tous ces outils, ainsi que le modèle standard de la physique des particules, et les observations les plus récentes, nous permettent de converger vers un modèle, dit modèle de concordance. Dans ce cadre, le modèle Λ CDM¹ est le modèle cosmologique standard le plus accepté aujourd'hui. Il repose sur le modèle d'un Big Bang, c'est-à-dire sur l'hypothèse d'une singularité primordiale, marquant le temps $t \rightarrow 0$, suivi de l'expansion de l'Univers (Lemaître, 1927; Hubble, 1929). L'Univers est principalement constitué d'une énergie noire d'équation d'état $w \sim -1$ et de matière noire froide² (Section 1.3). L'Univers primordial a une température et une densité extrêmement élevées. La description de la formation et de l'évolution de l'Univers commence à partir du temps de Planck, c'est-à-dire 10^{-43} seconde. Avant cet instant, la densité et la température sont telles que les quatre forces fondamentales (c'est-à-dire la gravité, la force nucléaire faible, la force nucléaire forte, et la force électromagnétique) sont unifiées en une seule et même force. Aujourd'hui, aucun modèle de grande unification (GUT)³ n'a abouti. Les événements ayant eu lieu avant le temps de Planck ne peuvent donc pas être décrits dans le contexte physique actuel. Puis, l'expansion de l'Univers entraîna un effet de dilution qui fit décroître sa température. Les grandes lignes de la formation et de l'évolution de l'Univers sont les suivantes (Figure 1.2) :

- $t \sim 10^{-43}$ seconde, $z \sim 10^{32}$, $T \sim 10^{32}$ K. À ce moment, la gravité se sépare des trois autres forces fondamentales et commence à agir avec l'émission d'ondes gravitationnelles.
- $t \sim 10^{-35}$ seconde, $z \sim 10^{26}$, $T \sim 10^{26}$ K. La force nucléaire forte devient à son tour autonome. Les particules se scindent en quarks et en électrons. La symétrie entre matière et antimatière se rompt et produit une transition de phase. Cette transition de phase provoque alors une inflation, qui dilate l'Univers exponentiellement. Cette hypothèse de l'inflation a été avancée pour expliquer les problèmes d'horizon, de

1. Λ Cold Dark Matter

2. Ils existent d'autres modèles cosmologiques dans lesquels l'Univers est constitué de matière noire chaude (Warm Dark Matter).

3. Grand Unified Theory

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

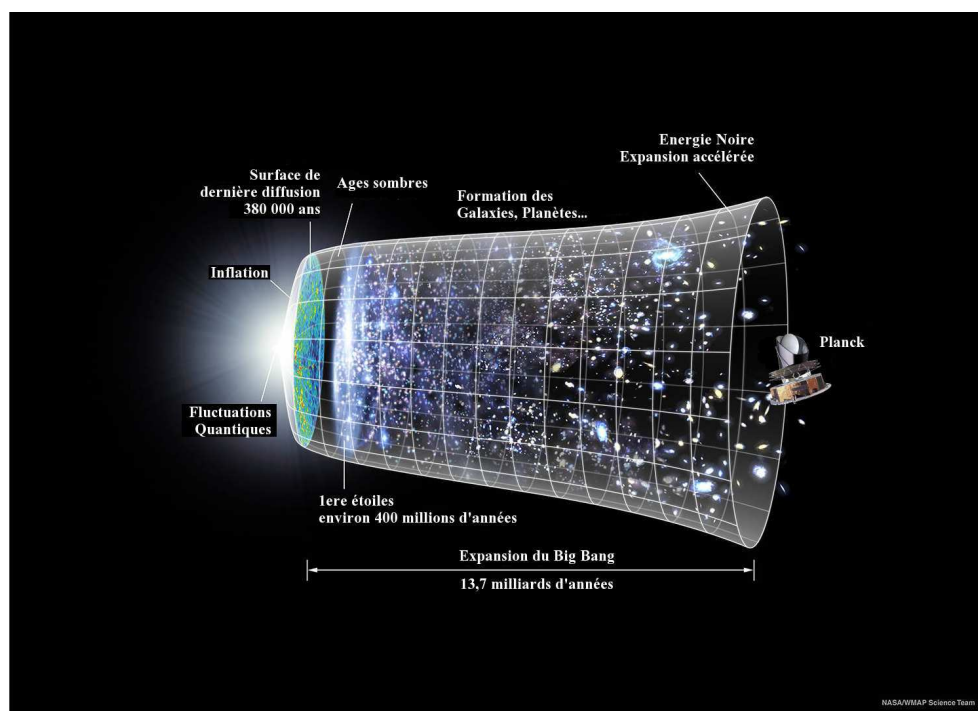


FIGURE 1.2 – Chronologie de l'Univers (Crédit : NASA / WMAP Science Team).

platitude et d'uniformité de l'Univers à grande échelle. En effet, les observations du Fond Diffus Cosmologique (FDC) montrent que l'Univers a été thermalisé sur des échelles plus grandes que l'horizon au moment du découplage, c'est-à-dire à des distances supérieures à celles parcourues par la lumière à un instant t (problème de l'horizon ou de causalité). La courbure de l'Univers étant aujourd'hui proche de zéro, les équations de Friedmann impliquent qu'il faut poser comme condition initiale que l'Univers était proche de la platitude à l'époque de Planck (problème de la platitude). Enfin, le principe cosmologique qui sert de base au modèle standard, stipule que l'Univers est homogène et isotrope. Or, les structures que nous observons aujourd'hui contredisent ce principe. Dans le modèle standard, ces structures sont issues d'inhomogénéités de densité primordiales. Ces structures étant les dernières à se former, elles n'ont pas le temps de s'effondrer à l'intérieur du rayon de Hubble¹ (problème de l'homogénéité). La théorie de l'inflation propose une résolution à ces trois problèmes (Starobinskiĭ, 1979; Guth, 1981; Linde, 1982).

- $t \sim 10^{-10}$ seconde, $z \sim 10^{16}$, $T \sim 10^{16}$ K. La force nucléaire faible se sépare finalement de l'interaction électromagnétique. Les quatre forces fondamentales sont

1. Le rayon de Hubble est égal à la distance parcourue par la lumière pendant le temps de Hubble : c/H_0 , et donne un ordre de grandeur de la taille de l'univers observable.

ainsi en place et le resteront jusqu'à maintenant.

- **$t \sim 10^{-5}$ seconde, $z \sim 10^{13}$, $T \sim 10^{13}$ K.** La transition de phase quarks-hadrons a lieu, c'est-à-dire que les protons et les neutrons, formés à partir des quarks, deviennent stables.
- **$10^{-2} \lesssim t \lesssim 10^2$ seconde, $z \sim 10^{10}$, $10^9 \lesssim T \lesssim 10^{11}$ K.** C'est la nucléosynthèse primordiale (Gamow, 1946). Les premiers noyaux atomiques (deutérium, tritium, hélium et lithium) se forment par collision. La nucléosynthèse est l'un des piliers de la théorie du Big Bang. En effet, elle prédit aux bons ordres de grandeur l'abondance observée des éléments légers dans l'Univers.
- **$t \sim 10\,000$ ans, $z \sim 8\,000$, $T \sim 65\,000$ K.** C'est l'équilibre matière-rayonnement. Jusqu'à ce moment, l'Univers était dominé par des particules relativistes. La loi d'évolution du facteur d'échelle $a(t)$ passe de $a \propto t^{1/2}$ à $a \propto t^{2/3}$ (Section 1.1.3).
- **$t \sim 380\,000$ ans, $z \sim 1\,000$, $T \sim 3\,000$ K.** Lorsque la température de l'Univers atteint $\sim 3\,000$ K, la recombinaison a lieu. Les électrons s'associent aux noyaux pour former des atomes neutres stables. L'Univers devient alors transparent. En effet, au-dessus de cette température, la matière était ionisée, et les photons étaient diffusés par les électrons par diffusion Thomson. L'Univers était donc opaque. Lors de la recombinaison, les photons se découplent de la matière, et l'image de la surface de dernière diffusion, le FDC est émis (Section 1.3).
- **$t \sim 400$ millions d'années, $z \sim 6 - 15$, $T \sim$ plusieurs dizaines de K.** Lors de la recombinaison, le FDC a rempli l'Univers d'une émission de corps noir rouge, correspondant à une température d'environ $3\,000$ K. Avec l'expansion, l'énergie associée au FDC s'est diluée, et sa température a diminué. Le spectre du FDC s'est alors décalé vers l'infra-rouge. L'Univers est alors noir à presque toutes les longueurs d'onde. C'est ce que nous appelons les âges sombres. Pendant cette période, seule la gravité est à l'oeuvre, et aucun rayonnement électromagnétique n'est émis, si ce n'est la raie à 21 cm de l'hydrogène HI. Lorsque les nuages de gaz ont atteint la masse critique de Jeans, ceux-ci se sont effondrés, ont formé les premiers groupes d'étoiles au sein de proto-galaxies, et ont mis fin aux âges sombres. L'énergie dégagée par ces étoiles de population III, ayant des masses de plusieurs centaines de masse solaire, ionise l'Univers. C'est la réionisation.
- **$t \sim 1$ milliard d'années, $z \sim 5$, $T \sim 15$ K.** Les grandes structures de l'Univers commencent à se former sous l'effet de la gravitation (voir la Section 2.1 pour plus de détails). La densité de matière moyenne de l'Univers décroît avec son expansion. Vers $z \sim 2 - 3$, la densité atteint une valeur suffisamment basse pour que l'énergie

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

noire contre-balance la gravité. L'énergie noire, qui peut être associée à un fluide de pression négative, est alors devenue la composante principale de la dynamique de l'Univers, et a commencé à accélérer son expansion. La loi d'évolution du facteur d'échelle $a(t)$ passe de $a \propto t^{2/3}$ à $a \propto e^{Ht}$ (Sections 1.1.3 et 1.3). La formation des amas de galaxies a lieu à la même période. Les amas sont donc sensibles à l'énergie noire (Section 1.5).

- **Aujourd'hui, $z \sim 0$, $T \sim 2,7$ K.** L'univers contient de grandes structures telles que des galaxies et des amas de galaxies. Il est principalement constitué d'énergie noire et son expansion est accélérée (Section 1.5). Il est inhomogène à petite échelle, et est environné par le FDC, qui est aujourd'hui un rayonnement de corps noir homogène et isotrope d'une température moyenne d'environ 2,7 K.

1.3 Les paramètres du modèle Λ CDM

La définition des paramètres cosmologiques constituant le modèle Λ CDM, ainsi que leurs contraintes les plus récentes sont données ci-dessous. Ces contraintes ont été obtenues en combinant les données du FDC de *WMAP-7* (Komatsu et al., 2011), avec les dernières mesures des oscillations baryoniques acoustiques observées dans la distribution des galaxies du *Sloan Digital Sky Survey* (Percival et al., 2010), et de l'estimation de la constante de Hubble H_0 dérivée à partir de l'observation de Céphéides et de supernovæ de type Ia (Riess et al., 2009). La combinaison de ces contraintes permet de lever la dégénérescence des paramètres cosmologiques associée aux différentes sondes (par exemple Allen et al., 2004; Vikhlinin et al., 2009), comme illustré à la Figure 1.3.

- **La constante de Hubble H_0** (Section 1.1.4). Sa valeur actuelle est contrainte à $H_0 = 70,2 \pm 1,4 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$. On utilise plus généralement le paramètre h , défini par :

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}} \quad (1.24)$$

- **Le paramètre de densité de matière Ω_m .** Celui-ci représente le contenu en matière de l'Univers, et est constitué de :

$$\Omega_m = \underbrace{\Omega_b + \Omega_{CDM}}_{\Omega_{NR}} + \underbrace{\Omega_\gamma + \Omega_{HDM}}_{\Omega_R} \quad (1.25)$$

- **Le paramètre de densité de matière baryonique Ω_b .** La matière baryonique est non seulement sensible à la gravitation, mais aussi aux autres forces fondamentales (force électromagnétique, force faible, et force forte) responsables des

processus physiques capables d'émettre des photons. Cette matière est donc « visible ». La valeur du paramètre de densité de matière baryonique est contrainte à $\Omega_b = 0,0458 \pm 0,0016$.

- **Le paramètre de densité de matière noire froide Ω_{CDM} .** L'hypothèse de la matière noire a été avancée pour expliquer les différences entre les mesures de masses dynamiques et les mesures de masses visibles des amas de galaxies et des galaxies spirales (Section 2.2.2). La matière noire est une matière non-collisionnelle, non-relativiste, et uniquement sensible à la gravitation. Sa nature est aujourd'hui inconnue. Le paramètre de densité de matière noire froide est égal à $\Omega_{CDM} = 0,229 \pm 0,015$, et représente donc $\sim 83\%$ de la matière de l'Univers (Ω_m).
- **Le paramètre de densité de rayonnement Ω_γ .** Il est aujourd'hui égal à $\Omega_\gamma = 2,469 \times 10^{-5} h^{-2}$, et est donc considéré comme négligeable.
- **Le paramètre de densité de matière noire chaude Ω_{HDM}** ¹. Le meilleur candidat de cette matière noire chaude ultra-relativiste est le neutrino. Le paramètre de densité correspondant est Ω_ν . La masse du neutrino m_ν est très faible : $\sum m_\nu = 94(\Omega_\nu h^2) \text{ eV} < 0,58 \text{ eV}$. Ω_ν , et donc Ω_{HDM} sont négligeables.
- **Le paramètre de densité de constante cosmologique Ω_Λ .** Les mesures montrent qu'aujourd'hui, l'expansion de l'Univers est accélérée (Section 1.5). L'explication la plus simple de ce phénomène est la présence dans l'Univers d'un fluide de pression négative (Section 1.1.3), appelé énergie noire ou quintessence. La nature de l'énergie noire est inconnue à ce jour. Le cas particulier où son équation d'état est égal à $w = -1$ est celui de la constante cosmologique Λ . Les données de *WMAP-7*, des oscillations baryoniques acoustiques et des supernovæ de type Ia, ont permis de contraindre l'équation d'état de l'énergie noire à $w = -0,980 \pm 0,053$, ce qui est favorable avec un Univers contenant une constante cosmologique. La valeur du paramètre de densité correspondant a été contraint à $\Omega_\Lambda = 0,725 \pm 0,016$. La constante cosmologique domine donc actuellement la dynamique de l'Univers.
- **Le paramètre de densité de courbure Ω_κ .** La mesure de ce paramètre est de $0,0084 < \Omega_\kappa < -0,0133$. L'Univers actuel est donc considéré comme étant plat.
- **La normalisation du spectre de puissance σ_8 .** Sa valeur est de $\sigma_8 = 0,816 \pm 0,024$ (Section 1.4)

1. *Hot Dark Matter*

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

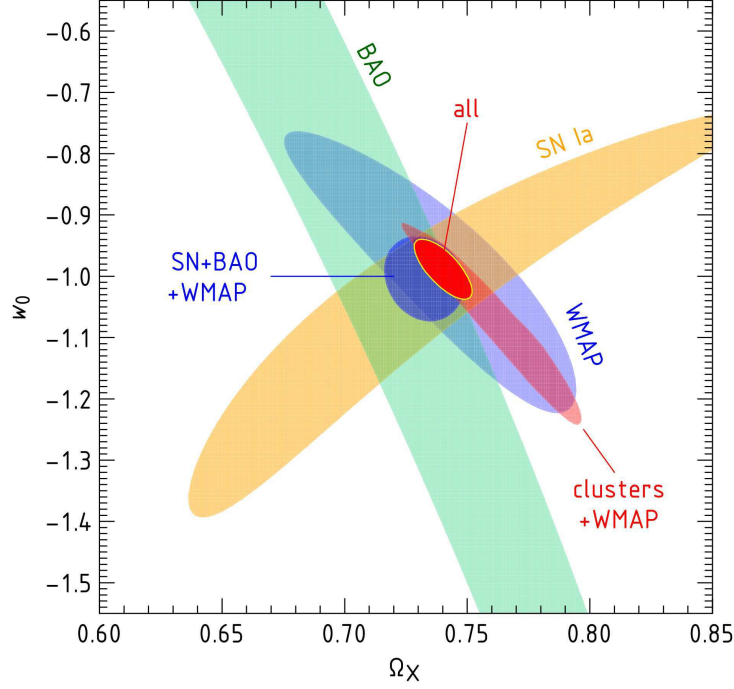


FIGURE 1.3 – Contraintes sur w_0 , l'équation d'état de l'énergie noire à $z = 0$, et sur Ω_X , le paramètre de densité de composition inconnue X (Section 1.1.3), obtenues en combinant les résultats dérivés du FDC, des BAO, des amas de galaxies et du supernovæ de type Ia (Vikhlinin et al., 2009).

1.4 Perturbations de densité et spectre de puissance

Les perturbations primordiales de densité de matière de l'Univers, elles-mêmes issues des fluctuations quantiques du vide, sont à l'origine de toutes les structures que nous observons aujourd'hui (galaxies, amas de galaxies, filaments...). Par rapport à une densité moyenne $\langle \rho_M \rangle$, ces perturbations de densité peuvent être associées à un champ de densité s'exprimant sous la forme :

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\rho_M(\vec{x}) - \langle \rho_M \rangle}{\langle \rho_M \rangle} \quad (1.26)$$

La transformée de Fourier de ce champ s'écrit de la façon suivante :

$$\delta_{\vec{k}}(k) = \int \delta(\vec{x}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} d^3x \quad (1.27)$$

Dans le cas où le champ $\delta(\vec{x})$ est isotrope et gaussien, approximation que nous adopterons pour le champ de densité primordial de l'Univers, celui-ci peut être caractérisé par son spectre de puissance :

$$P(k) = \langle |\delta_k|^2 \rangle \quad (1.28)$$

On suppose de plus que $P(k)$ a la forme d'une loi de puissance : $P(k) \propto k^n$. Ainsi, on peut associer $P(k)$ à la variance de la masse d'un élément de volume fixe ($\sigma^2 = \langle |\delta M/M|^2 \rangle$), fonction d'une longueur d'échelle k^{-1} :

$$\sigma^2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(k) |W_k|^2 d^3k \propto k^{n+3} \quad (1.29)$$

où W est une fonction représentant un élément de volume sphérique devenant rapidement nulle à l'extérieur d'un rayon caractéristique r_W , et dont l'intégrale sur tout l'espace est égale à l'unité. Les fluctuations de masse à l'échelle de masse $M \propto k^{-3}$ est donc :

$$\frac{\delta M}{M} \propto M^{-(n+3)/6} \quad (1.30)$$

Le cas le plus simple est celui où $n = 1$ (Harrison, 1970; Peebles & Yu, 1970; Zeldovich, 1972). Les modèles inflationnaires prédisent que $n \simeq 1$ (Guth & Pi, 1982). Les données de *WMAP-7* confirment ces résultats et le contraignent à une valeur de $n = 0,968 \pm 0,012$ (Komatsu et al., 2011).

Tout comme le FDC, l'étude de la distribution en masse des galaxies et des amas de galaxies, ainsi que les analyses du cisaillement cosmique et de la forêt Lyman- α des quasars lointains, permettent de contraindre le spectre de puissance $P(k)$ sur plusieurs ordres de grandeur (Figure 1.4), et de caractériser le champ de perturbations de densité primordial à l'origine de la formation des structures (par exemple Croft et al., 1999; McDonald et al., 2000).

Les modèles inflationnaires prédisent la forme et l'évolution du spectre de puissance, mais pas sa normalisation. Celle-ci est donc déterminée observationnellement. Les mesures de la distribution de masse de l'Univers actuel indiquent que $\delta M/M \simeq 1$ à l'intérieur de sphères de rayon de $8 h^{-1}$ Mpc. On utilise généralement cette caractéristique de l'Univers pour exprimer la normalisation du spectre de puissance en terme de la quantité σ_8 :

$$\sigma_8^2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(k) |W_k|^2 d^3k \quad (1.31)$$

Dans ce cas, σ_8^2 représente la variance de $\delta M/M$ pour une fonction W de $8 h^{-1}$ Mpc (par exemple Voit, 2005).

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

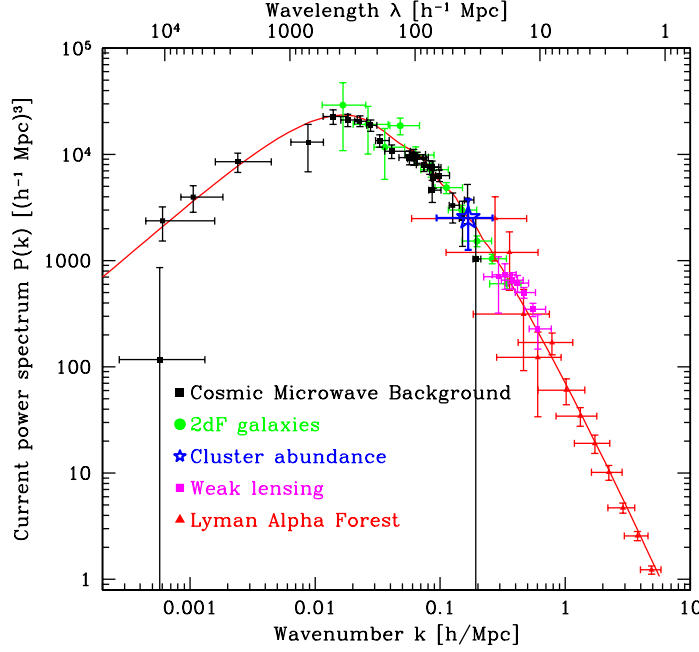


FIGURE 1.4 – Spectre de puissance $P(k)$ des fluctuations de densité de matière (Tegmark & Zaldarriaga, 2002).

1.5 Les sondes cosmologiques

Les modèles cosmologiques sont constitués de paramètres qui définissent la géométrie, le comportement et le contenu en matière et en énergie de l'Univers (Section 1.3). Les principales sondes cosmologiques qui permettent de contraindre leurs valeurs sont les suivantes :

- **le FDC** : Le FDC a été prédit en 1948 (Gamow, 1948), et a été observé pour la première fois en 1965 lors de la transformation d'une antenne de télécommunication en radiotélescope (Penzias & Wilson, 1965). Le FDC est un autre pilier de la théorie du Big Bang. C'est pourquoi de nombreuses expériences ont étudié et contraint ses caractéristiques principales telles que son spectre et sa nature de corps noir, sa température, et son isotropie. Parmi ces instruments figurent notamment les satellites COBE (Smoot et al., 1992), WMAP (Bennett et al., 2003a,b), et Planck (Tauber et al., 2010; Planck Collaboration et al., 2011a), ainsi que le *Atacama Cosmology Telescope* (Kosowsky, 2003), et le *South Pole Telescope* (Ruhl et al., 2004).

Les photons, électrons et protons étant à l'équilibre thermodynamique au moment

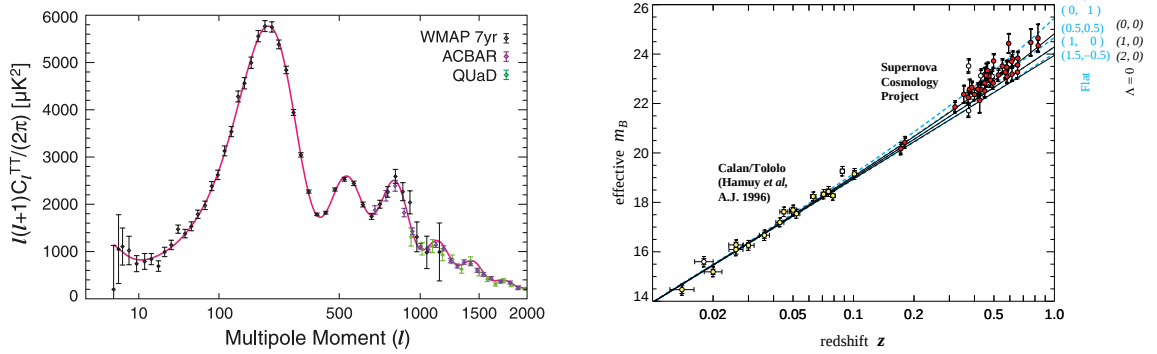


FIGURE 1.5 – À gauche : Spectre de puissance des fluctuations de température mesurées par *WMAP*-7, ACBAR et QuaD. La courbe rouge représente le meilleur ajustement pour un modèle Λ CDM (Komatsu et al., 2011). À droite : Diagramme de Hubble pour l'échantillon de 42 supernovæ de type Ia du *Supernova Cosmology Project* et l'échantillon de 18 supernovæ de type Ia du *Supernova Survey* (Perlmutter et al., 1999). Les courbes continues représentent les meilleurs ajustements pour différents modèles cosmologiques sans constante cosmologique. Les courbes en tiret montrent les meilleurs ajustements pour différents modèles cosmologiques de courbure nulle.

du découplage, le FDC possède un spectre de corps noir d'intensité :

$$I_\nu = \frac{4\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{(2\pi h\nu / k_B T)} - 1} \quad (1.32)$$

Les données de COBE ont montré que le spectre du FDC est très bien ajusté par un spectre de corps noir théorique, et ont permis de contraindre la température moyenne du FDC à $2,714 \pm 0,022$ K (Fixsen et al., 1994). Les dernières contraintes pour cette température, données par *WMAP*-5, sont de $2,72548 \pm 0,00057$ (Fixsen, 2009).

Néanmoins, le spectre du FDC présente des anisotropies. Celles-ci sont de l'ordre de $\Delta T/T \sim 10^{-3} - 10^{-5}$, et sont donc très faibles. Elles sont issues des différents processus physiques à l'oeuvre au moment du découplage matière-rayonnement, ainsi que des processus à l'oeuvre au moment de l'inflation. Les anisotropies portent donc des informations sur la géométrie, le contenu en matière et en énergie de l'Univers, et sur les conséquences de l'inflation.

En particulier, les fluctuations de température observées aujourd'hui dans le FDC nous permettent de connaître la distribution de matière de l'Univers au moment du découplage. En effet, les régions plus denses en matière contenaient aussi une surdensité de photons, dû au couplage matière-rayonnement. Les fluctuations de température du FDC sont donc une image des fluctuations de densité primordiales (Figure 1.5). Leur spectre de puissance permet de contraindre les paramètres cosmologiques (Section 1.4).

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

- **les supernovæ de type Ia** : Les supernovæ de type Ia sont le résultat de l'effondrement d'une naine blanche sur elle-même. Elles se produisent lorsque la masse de la naine blanche atteint la limite de Chandrasekhar ($\sim 1,4 M_{\odot}$) suite à l'accrétion de matière de l'étoile compagne. Ce type de supernovæ libère une quantité d'énergie constante puisqu'elles se produisent à une masse fixe. Les supernovæ de type Ia peuvent donc être utilisées comme chandelle standard pour mesurer les distances lumineuses. Elles permettent de sonder des distances cosmologiques, et ainsi de contraindre les modèles cosmologiques et leurs paramètres. Elles ont notamment permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'Univers (Figure 1.5, [Riess et al., 1998](#); [Perlmutter et al., 1999](#)).
- **les Oscillations Acoustiques Baryoniques (BAO¹)** : Les modèles cosmologiques contenant de la matière noire froide et des baryons prédisent que des ondes acoustiques ont été émises avant la recombinaison. Elles trouvent leur origine dans le duel entre l'effondrement gravitationnel des surdensités et la pression de radiation des photons. Au moment de la recombinaison, les ondes acoustiques ont été émises à l'échelle de l'horizon sonore. Avec l'expansion de l'univers, elles ont aujourd'hui une taille de l'ordre de la centaine de Mpc et sont donc visibles dans les grandes structures de l'Univers. Les BAO ont été notamment mises en évidence à l'aide de différents relevés de galaxies tels le *Sloan Digital Sky Survey* ([Eisenstein et al., 2005](#); [Hütsi, 2006](#)), le *2-degree Field Galaxy Redshift Survey* ([Cole et al., 2005](#); [Percival et al., 2007, 2010](#)), ou encore le *WiggleZ Dark Energy Survey* ([Blake et al., 2011](#)). Elles ont aussi été observées avec la mesure des variations de masse d'hydrogène HI à grandes échelles (par exemple [Chang et al., 2008](#)).
Comme les supernovæ de type Ia, les BAO ayant une échelle fixe, celles-ci peuvent être utilisées comme sondes cosmiques pour mesurer les distances et pour contraindre les paramètres cosmologiques (par exemple [Seo & Eisenstein, 2003](#)). De part leur origine, leurs observations soutiennent fortement les modèles cosmologiques contenant de la matière noire froide.
- **le cisaillement cosmique** : Le cisaillement cosmique est l'effet de lentille gravitationnelle produit par la distribution de matière à grande échelle (Section 2.2.2). Sa mesure permet de mesurer le taux d'expansion de l'Univers. En effet, la distorsion de l'image d'une galaxie source dépend des distances entre la source, la lentille et l'observateur. Or, ces distances dépendent de l'expansion de l'Univers, et donc de sa composante d'énergie noire et de son équation d'état (Section 1.3). L'évolution des surdensités est quant à elle sensible aux modifications de la gravité. Les lentilles gravitationnelles permettent donc aussi de contraindre les paramètres cosmologiques

1. *Baryon Acoustic Oscillations*

(par exemple [Bartelmann & Schneider, 2001](#); [Massey et al., 2007](#))

- **les amas de galaxies** : Les amas de galaxies sont des sondes privilégiées pour tester les modèles cosmologiques et contraindre leurs paramètres ([Arnaud, 2005](#); [Voit, 2005](#), pour des revues). D’une part, les amas de galaxies sont sensibles à l’énergie noire, qui est devenue dominante au moment de leur formation (Section 1.2). Leur étude permet donc de contraindre ses caractéristiques, et particulièrement son équation d’état w (par exemple [Schuecker et al., 2003](#); [Mantz et al., 2008](#); [Ettori et al., 2009](#)). D’autre part, l’abondance des amas de galaxies peut être utilisé pour contraindre la normalisation du spectre de puissance σ_8 (Section 1.4, [White et al., 1993a](#)). La valeur de σ_8 dépend de la cosmologie utilisée, et notamment du paramètre de densité de matière Ω_m et de l’équation d’état de l’énergie noire w . La détermination de σ_8 permet donc d’apporter des contraintes supplémentaires sur Ω_m et w . De plus, l’évolution avec le *redshift* de l’abondance des amas est une donnée importante à prendre en compte dans l’estimation de Ω_m et w ([Bahcall & Fan, 1998](#); [Blanchard & Bartlett, 1998](#); [Viana & Liddle, 1999](#)).

La fonction de masse des amas est aussi importante pour contraindre le paramètre de densité de matière de l’Univers. Celle-ci a été contrainte dans le cadre du modèle d’effondrement sphérique et de la croissance linéaire des structures (Section 2.1, [Press & Schechter, 1974](#)). Dans ce cas, les perturbations de densité continuent de croître linéairement, même lorsque leurs amplitudes deviennent non-linéaires. Le désaccord entre les fonctions de masse et les simulations numériques d’alors ont conduit à l’élaboration d’un modèle d’effondrement ellipsoïdal ([Sheth et al., 2001](#)). Néanmoins, des simulations numériques récentes ont montré que les biais les plus importants étaient générés par le modèle d’effondrement ellipsoïdal ([Tinker et al., 2010](#)).

L’étude du gaz intra-amas, au travers des différents processus physiques qui le gouverne, nous permet aussi de contraindre les paramètres cosmologiques de l’Univers. Les modèles de formation purement gravitationnels prédisent que la composition en masse des amas de galaxies reflète celle de l’Univers dans son ensemble. La fraction de baryon dans l’Univers est égale à $f_b = \Omega_b/\Omega_m$. Celle des amas est donnée par $f_b = f_{gaz} + f_{gal}$, où f_{gaz} et f_{gal} sont respectivement les fractions de masse de gaz et de galaxies des amas. Dans le contexte théorique, f_{gaz} est constante et indépendante du *redshift*. On peut donc l’utiliser pour contraindre les paramètres Ω_m et Ω_Λ (par exemple [White et al., 1993b](#)) et ce, malgré les incertitudes générées par les variations de ce paramètre avec la masse et le rayon des amas de galaxies ([Arnaud, 2005](#)). L’observation de la fraction de gaz permet aussi d’utiliser les amas de galaxies comme indicateur de distance, tout comme les tests cosmologiques utilisant

1. CONCERNANT LA COSMOLOGIE

les supernovæ de type Ia ([Sasaki, 1996](#)).

L'effet Sunyaev-Zeldovich (Section [2.3.2.3](#)) est lui, lié à la pression du gaz intra-amas, et peut être utilisé pour contraindre la masse des amas de galaxies (par exemple [da Silva et al., 2004](#); [Arnaud et al., 2010](#)), et pour détecter de nouveaux amas. La brillance de surface du signal SZ est indépendante du *redshift*. Des amas lointains peuvent donc être détectés par ce moyen, et apporter des contraintes sur l'abondance des amas.

1.6 Conclusions

Les amas de galaxies sont des sondes privilégiées pour les études cosmologiques. En effet, leur période de formation correspond au moment où l'énergie noire est devenue la composante principale de l'Univers. Les amas y sont donc sensibles, et leur étude permet de contraindre les modèles cosmologiques. De plus, la composition en masse des amas, qui reflète celle de l'Univers dans son ensemble, ainsi que leur distribution en masse et en *redshift*, permettent de contraindre le contenu en matière et en énergie de l'Univers. Leur étude permet donc de tester les modèles de formation des structures, et de contraindre leur paramètres.

Les amas de galaxies sont principalement constitués de matière noire (Section [2.2](#)), et sont donc essentiellement gouvernés par la gravitation. Mais de nombreux processus non-gravitationnels influent sur leur composante baryonique, et ont un impact non-négligeable sur les propriétés physiques des amas. La connaissance de ces processus est donc nécessaire à notre compréhension de ces objets astrophysiques, de la formation et de l'évolution des grandes structures de l'Univers, et est un préalable à leur utilisation en cosmologie.

Chapitre 2

Les amas de galaxies

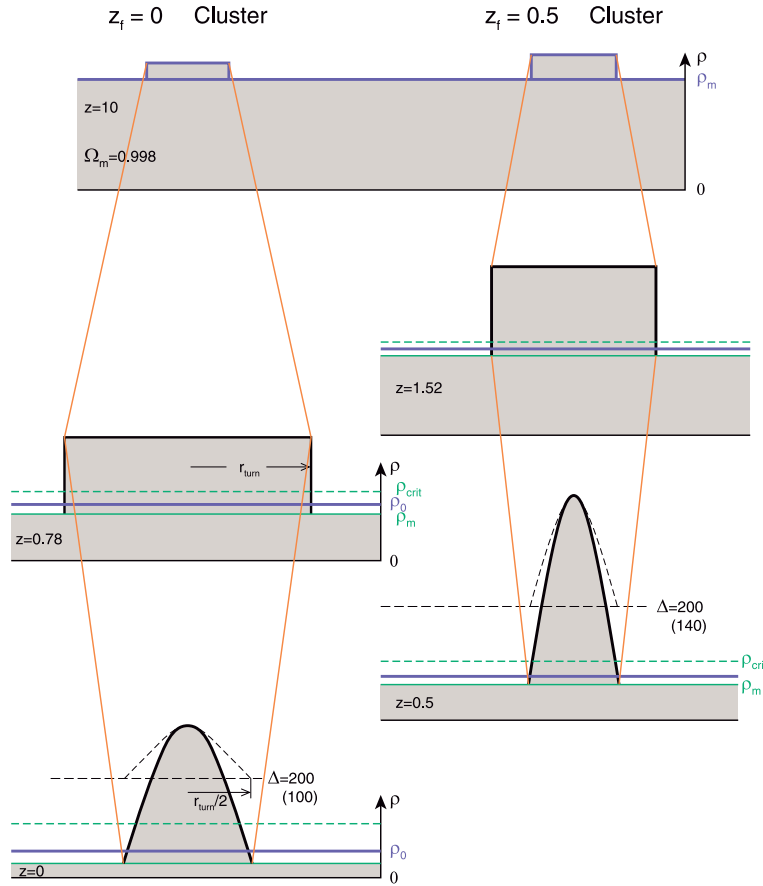
2.1 Formation

Le modèle de formation des amas de galaxies le plus simple est celui de l'effondrement sphérique (Figure 2.1, Gunn & Gott, 1972; Fillmore & Goldreich, 1984; Bertschinger, 1985). Dans ce modèle, on se place dans un univers Einstein-de Sitter (Section 1.1.3), et on suppose que les amas sont représentés par des surdensités sphériques et homogènes. Ces surdensités de matière primordiales (Section 1.4) suivent l'expansion de l'Univers, et accrètent de la matière des régions environnantes. Elles croissent linéairement jusqu'à ce que leurs masses soient suffisantes pour se découpler de l'expansion cosmologique. La matière s'effondre alors sur elle-même, et les perturbations entrent dans un régime de croissance non-linéaire.

Dans les amas réels, l'effondrement gravitationnel n'est bien sûr pas parfaitement symétrique. Le potentiel gravitationnel des amas varie donc en fonction de la chute de matière, et engendre une distribution de vitesses aléatoires des particules en forme de maxwellienne, dans laquelle la température des particules est proportionnelle à leurs masses. C'est le processus de « relaxation violente » (Lynden-Bell, 1967) qui conduit finalement les amas à un état d'équilibre viriel.

Le théorème du viriel prédit que le rayon des amas après leur effondrement est égal à environ la moitié de leur rayon au moment de leur découplage d'avec l'expansion. Nous appellerons ce dernier r_d . Les amas de galaxies n'ont pas de limites spatiales physiques, mais leur rayon peut être défini par une coupure de densité moyenne de l'amas en unités de densité moyenne¹ ou de densité critique d'un univers Einstein-de Sitter. En effet, dans un tel univers, la densité moyenne et la densité critique évoluent pendant l'effondrement des amas. Donc, si on considère le rayon final d'un amas comme étant $r_d/2$, la densité moyenne

1. La densité moyenne de l'Univers est égale à sa masse divisée par son volume. La densité de l'Univers détermine la forme et la géométrie de l'Univers (Section 1.1.3).



$$\delta_v = 18\pi^2 + 82[\Omega_m(z) - 1] - 39[\Omega_m(z) - 1]^2 \quad (2.1)$$

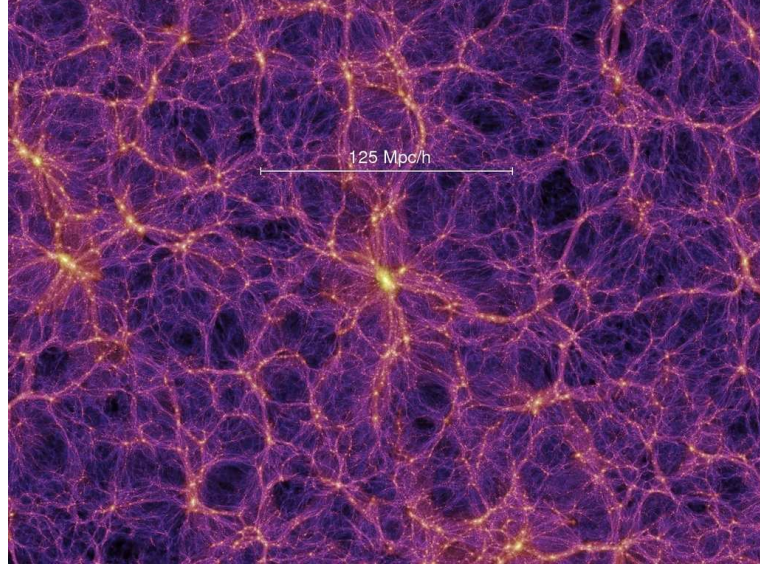


FIGURE 2.2 – Densité de matière noire projetée à $z = 0$ de la simulation numérique du *Millennium Run* représentant la toile cosmique dont les amas sont les noeuds (Springel et al., 2005).

Alors, à $z = 0$, $\delta_{EdS} = 178$ dans un univers Einstein-de Sitter correspond à $\delta_{\Lambda CDM} = 101$ dans le modèle ΛCDM . Le rayon, et donc la masse¹ des amas de galaxies, sont donc complètement dépendants du modèle cosmologique utilisé.

Une définition pratique du rayon viriel est le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne de l'amas est $\delta_v \rho_{cr}$ (Eke et al., 1996; Evrard et al., 1996). Un rayon couramment utilisé est r_{180} , le rayon à l'intérieur duquel la densité moyenne de l'amas est égale à 180 ($18\pi^2 \sim 180$) fois la densité critique de l'Univers (Peebles, 1980). D'autres rayons d'échelle sont fréquemment utilisés, tels que r_{200} et r_{500} , à l'intérieur desquels les densités moyennes des amas sont respectivement égales à $200\rho_{cr}$ et à $500\rho_{cr}$.

Dans le modèle ΛCDM , les structures évoluent hiérarchiquement. Les amas de galaxies continuent donc de croître par fusions, et par accréation de matière provenant des filaments de la toile cosmique, dont ils sont les noeuds (Figure 2.2, Lacey & Cole, 1993; Press & Schechter, 1974). Ce sont les structures les plus récentes de l'Univers. Les modèles théoriques prédisent la formation d'amas à partir d'un *redshift* de $z \sim 2$ (par exemple Boylan-Kolchin et al., 2009, pour la simulation *Millennium-II*). L'amas le plus lointain a été observé à $z = 2,07$ avec le satellite *Spitzer*. Cette détection a été confirmée grâce à une analyse multi-longueurs d'onde photométrique et spectrométrique (Gobat et al., 2011).

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures en quasi-équilibre hydrostatique

1. Pour un rayon r_δ , la masse correspondante d'un amas est définie comme $M_\delta = 4/3\pi r_\delta^3 \rho_\delta$

2. LES AMAS DE GALAXIES

de l'Univers. Ils ont une taille de l'ordre du mégaparsec¹, et une masse comprise entre quelques $10^{13} M_{\odot}$ et quelques $10^{15} M_{\odot}$ ².

2.2 Composition des amas

2.2.1 Les galaxies d'amas

C'est tout d'abord dans le visible, avec l'observation du regroupement de leurs galaxies, que les amas ont été observés. Abell a été le premier à publier un catalogue d'amas de galaxies basé sur les données du télescope du Mont Palomar (Abell, 1958; Abell et al., 1989). Nous savons maintenant que les galaxies ne représentent que quelques pourcents de la masse totale des amas.

La population des galaxies d'amas Les amas de galaxies sont principalement constitués de galaxies elliptiques, où elles sont environ 4 fois plus nombreuses que les galaxies spirales (Dressler, 1980; Dressler et al., 1997; Gladders & Yee, 2000). Une analyse récente du catalogue d'amas MaxBCG du relevé *Sloan Digital Sky Survey* a montré que la fraction de galaxies spirales représente environ 30% des galaxies d'amas, le reste étant des galaxies elliptiques et S0, et que cette fraction augmente avec le *redshift* (Roncarelli et al., 2010).

Les galaxies elliptiques contiennent une population d'étoiles majoritairement évoluées, et sont donc des galaxies rouges. Elles ne montrent pas de signes d'évolution significatif depuis $z \sim 1$ (Dressler et al., 1997; Ellis et al., 1997). Les galaxies elliptiques sont issues des fusions de galaxies. Elles sont donc plus massives que les galaxies spirales. Les interactions entre galaxies sont favorisées dans les groupes et les amas de galaxies de faibles masses, où les dispersions de vitesse des galaxies ne sont pas trop élevées (Ghigna et al., 1998). Les interactions galaxie-galaxie, ainsi que l'arrachement du gaz par effet de marée, ont déplété les galaxies elliptiques de leur gaz froid, et expliquent la passivité de ces galaxies en terme de formation stellaire (Gunn & Gott, 1972; Abadi et al., 1999).

Finalement, les amas de galaxies contiennent généralement une ou plusieurs galaxies centrales elliptiques, géantes, de type cD, cannibales, et extrêmement brillantes (BCG)³. Le trou noir supermassif de ces galaxies peut être alimenté par l'accrétion de gaz intra-amas (Best et al., 2007), et font de ces galaxies les meilleurs candidats qui peuvent contrebalancer le refroidissement radiatif des amas de galaxies (Section 2.3.3.3).

La luminosité des galaxies d'amas La distribution en luminosité des galaxies d'amas peut être caractérisée par leur fonction de luminosité. La forme de cette fonction est

1. $1 \text{ Mpc} \simeq 3,1 \times 10^{22}$ mètres

2. $1 M_{\odot} \simeq 1,99 \times 10^{30}$ kg

3. *Brightest Cluster Galaxy*

très bien ajustée par la fonction de Schechter (Schechter, 1976). Celle-ci a été dérivée analytiquement, et c’est cette fonction qui est généralement utilisée aujourd’hui :

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha e^{-L/L^*} d \left(\frac{L}{L^*} \right) \quad (2.2)$$

où L^* est la luminosité caractéristique, et ϕ^* est le nombre de galaxies par unité de volume ayant une luminosité $L > L^*$. L’ajustement de ces paramètres permet de contraindre la fraction des différentes populations de galaxies d’amas, ainsi que leur évolution avec le *redshift*. L’intégration de cette fonction permet de dériver la luminosité totale de l’amas. Grâce aux propriétés d’échelle des amas (Section 2.2.2.1), leur luminosité totale peut être utilisée pour estimer leur masse totale, avec une relation d’échelle $L - M$ (par exemple Lin et al., 2004; Popesso et al., 2007a).

Le nombre d’occupation du halo Un des critères de sélection d’Abell était qu’un amas devait contenir au moins cinquante galaxies. Les amas de galaxies contiennent en effet de plusieurs dizaines à quelques milliers de galaxies. Ce nombre de galaxies, appelé richesse ou nombre d’occupation du halo peut par exemple être calculé observationnellement, à partir de la fonction de luminosité des amas. Une fois que les paramètres de la fonction de Schechter sont ajustés, le nombre d’occupation du halo, N , est défini comme étant le nombre de galaxies ayant une luminosité supérieure à une coupure en luminosité L_c :

$$N = 1 + N^S \quad (2.3)$$

$$\text{avec } N^S = V \phi^* \int_{y_c}^{\infty} y^\alpha e^{-y} dy \quad (2.4)$$

$$\text{et } y_c = L_c/L_* \quad (2.5)$$

où le premier terme correspond au nombre de *BCG*, et V est le volume de l’amas. Comme la luminosité totale des amas, le nombre d’occupation du halo peut ensuite être utilisé pour dériver la masse totale des amas avec des relations d’échelle $N - M$ proprement étalonnées (par exemple Lin et al., 2004; Popesso et al., 2007a). Il en est de même pour la luminosité X des amas, avec par exemple une relation $L_X - N$ (par exemple Rykoff et al., 2008).

La dispersion de vitesse des galaxies d’amas La mesure des dispersions de vitesse des galaxies d’amas permet d’estimer la masse dynamique de ceux-ci, grâce au théorème du viriel. La dispersion de vitesse σ_v des galaxies d’amas est obtenu en ajustant leur distribution de vitesses radiales v_r par la distribution gaussienne suivante : $\exp[-(v_r -$

2. LES AMAS DE GALAXIES

$\langle v_r \rangle^2 / 2\sigma_v^2]$. Les vitesses radiales des galaxies sont elles, dérivées à partir de leurs *redshifts*. Si on suppose que les galaxies se comportent comme un gaz en équilibre avec le potentiel gravitationnel d'un amas, alors la masse dynamique d'un amas à l'intérieur d'un rayon R_{200} peut par exemple être estimée avec la relation suivante (Evrard, 2004) :

$$M_{200} = \frac{10^{15} h^{-1} M_{\odot}}{H/H_0} \left(\frac{\sigma_v}{1\,080 \text{ km.s}^{-1}} \right)^3 \quad (2.6)$$

Les dispersions de vitesse des galaxies d'amas observées sont très élevées, et impliquent des masses d'amas beaucoup plus importantes que leurs masses lumineuses, et donc la présence de matière non-visible (Section 2.2.2).

2.2.2 La matière noire

Zwicky fût le premier à mesurer la dispersion de vitesse des galaxies d'amas, avec une valeur $\sigma_v \sim 700 \text{ km.s}^{-1}$ pour l'amas de Coma (Zwicky, 1933). Il estima la masse dynamique de Coma à environ 400 fois sa masse lumineuse. Il suggéra la présence d'une matière invisible entre les galaxies pour expliquer cette différence. La mesure des dispersions de vitesse d'autres galaxies d'amas confirma ces résultats (par exemple Smith, 1936, pour l'amas de la Vierge).

Une cinquantaine d'année plus tard, l'observation des courbes de vitesse de rotation de 21 galaxies spirales a aussi mis en évidence la présence de matière non-visible représentant environ 90% de la masse de ces galaxies (Rubin et al., 1980).

L'hypothèse de la matière noire, une matière non-collisionnelle et uniquement sensible à la gravitation, a donc été avancée. Elle représente environ 85% de la masse des amas de galaxies, et est donc leur constituant principal.

2.2.2.1 Auto-similarité des amas

Les distributions de gaz et de matière noire¹ de la plupart des amas de galaxies présentent une morphologie régulière. Cette régularité est prédite par les solutions auto-similaires des modèles d'effondrement sphériques, c'est-à-dire avec les hypothèses que la cosmologie adoptée est celle d'un univers Einstein-de Sitter (ce qui est une bonne approximation du modèle de concordance pour $z \geq 0,5$ où la plupart des halos galactiques se forment et évoluent (par exemple Lapi & Cavaliere, 2011)), et que les perturbations de densité de matière noire initiales présentent une symétrie sphérique (ce qui peut être considéré comme une approximation de la forme gaussienne des perturbations (Sections 2.1 et 1.4)).

1. La distribution de gaz est observée aux longueurs d'onde X et sub-millimétrique, tandis que la distribution de matière noire est observée dans le visible par effet de lentille gravitationnelle.

La forme des perturbations étant définie, il n’y a qu’une seule échelle physique au problème : l’échelle de masse ou de longueur (Kaiser, 1986). Les amas de galaxies sont donc des objets dit auto-similaires, c’est-à-dire que leur structure et leur évolution peuvent être décrites par une solution simple, exprimée en unité d’échelle, ou, en d’autres termes, qu’ils sont des versions d’eux-mêmes à des échelles plus ou moins grandes.

Les amas de galaxies présentent donc des propriétés structurelles et des propriétés d’échelle :

Propriétés structurelles Les distributions de matière noire et de gaz sont les mêmes pour tout les amas de galaxies, c’est-à-dire que les profils radiaux de n’importe quelle quantité physique (densité de matière noire, température du gaz, entropie...) sont les mêmes quelque soit la masse des amas, une fois ceux-ci exprimés en unités de rayon d’échelle (Figure 2.3 et Sections 2.2.2.2 et 2.2.3).

Propriétés d’échelle Les amas de galaxies peuvent être définis avec seulement deux paramètres : leur masse M et leur *redshift* z . Les propriétés physiques des amas sont liées par des lois d’échelle de la forme :

$$\frac{Y}{Y_0} = A \times \left[\frac{X}{X_0} \right]^\alpha \quad (2.7)$$

où X_0 et Y_0 sont des pivots, A est la normalisation à $z = 0$, et α est la pente.

Néanmoins, certaines propriétés des amas de galaxies présentent des différences significatives par rapport aux prédictions théoriques des modèles auto-similaires. Par exemple, l’observation de la pente de la relation d’échelle $L_X - T$, plus raide qu’attendue, a montré que les processus non-gravitationnels devaient jouer un rôle non-négligeable dans la physique du gaz (Evrard & Henry, 1991). Cette déviation est expliquée par le refroidissement radiatif du MIA. En effet, au régime de température des amas, le gaz se refroidit par émission Bremsstrahlung, observable aux longueurs d’onde X. L’émission Bremsstrahlung est proportionnelle à la densité d’électrons au carré, et est donc maximisée au centre des amas. En conséquence, la pente de la relation $L_X - T$ est accentuée. La déviation des différentes propriétés du gaz par rapport aux prédictions des modèles auto-similaires est discutée dans la Section 2.2.3.

2.2.2.2 Distribution de matière noire dans les halos

L’observation des amas de galaxies a montré que les dispersions de vitesse de leur galaxies restaient constantes avec leur distance par rapport au centre de l’amas. Ceci implique un profil de densité de la forme $\rho_M(r) \propto r^{-2}$. Le modèle analytique le plus simple, dont le profil de densité est de cette forme, est celui de la sphère isotherme. Dans ce cas, la

2. LES AMAS DE GALAXIES

dispersion de vitesse σ_v est constante et isotrope en chaque point, et $\rho_M(r) = \sigma_v^2/2\pi Gr^2$ (par exemple, [Binney et al., 1987](#)). Ce modèle est pratique pour estimer les quantités physiques d'amas dans des analyses analytiques. Néanmoins, ce type de profil donne une masse qui ne converge pas lorsqu'on l'intègre sur l'ensemble de l'amas.

D'autres profils de densité ont été dérivés. Les profils les plus utilisés aujourd'hui sont les suivants :

Le profil Sérsic ([Sersic, 1968](#)) C'est un profil 2D utilisé pour modéliser le profil de brillance de surface des galaxies. Il est défini par :

$$\rho(r) = \rho_s \exp \left(-b_n \left[\frac{r}{r_s} \right]^{1/n} - 1 \right) \quad (2.8)$$

où ρ_s est la densité au rayon r_s à l'intérieur duquel se trouve la moitié de la brillance de surface, avec la condition $b_n = 2n - 0,3333 + 0,009876/n$, et n est le paramètre de forme. Ce profil a été mis à jour en le déprojetant, pour obtenir un profil 3D capable de reproduire le profil de densité des halos de matière noire ([Prugniel & Simien, 1997](#)).

Le profil Einasto ([Einasto, 1965](#)) C'est un profil 3D défini par :

$$\rho(r) = \rho(0) \exp \left(-\frac{r}{r_s} \right)^{1/n} \quad (2.9)$$

où r est le rayon considéré, r_s est le rayon d'échelle, et n est le paramètre de forme. Ce profil est utilisé pour décrire les populations galactiques et les halos de matière noire.

Le profil Navarro-Frenk-White (NFW) ([Navarro et al., 1995, 1996, 1997](#)) À partir de simulations numériques, l'universalité et la similarité des profils de densité de matière noire des amas de galaxies ont été mis en évidence (Figure 2.3). La formulation analytique des profils de densité que ces auteurs ont proposé est la suivante :

$$\rho(r) = \frac{\rho_{cr}(z)\delta_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}, \quad (2.10)$$

où r_s est le rayon d'échelle, $\rho_{cr}(z)$ la densité critique de l'Univers au *redshift* de l'amas, et où la densité caractéristique sans dimension est définie par :

$$\delta_c = \frac{200}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (2.11)$$

avec $c_\delta = r_\delta/r_s$ le paramètre de concentration, et r_c le rayon caractéristique considéré. Le profil NFW est le plus couramment utilisé. Cependant, il est obtenu à partir de l'ajustement analytique de profils moyens. Il existe donc une dispersion associée au profil

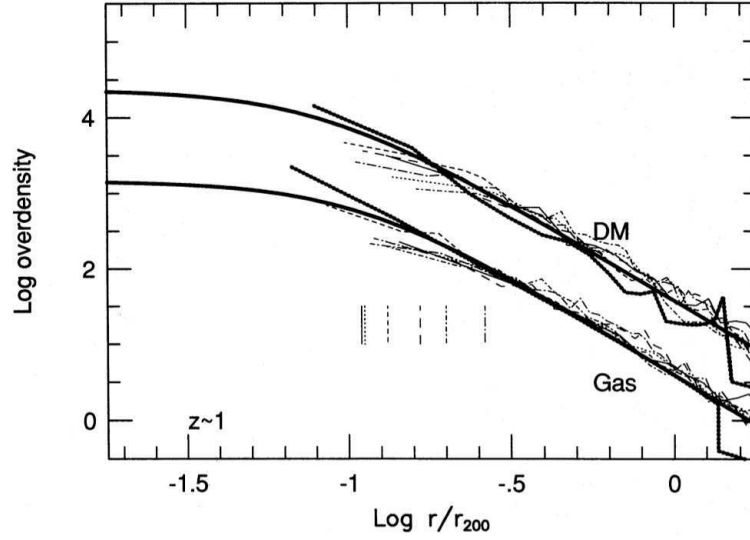


FIGURE 2.3 – Profils universels de densités de matière noire et de gaz en unité de rayon d’échelle (Navarro et al., 1995).

NFW. Par exemple, les profils de densité des amas de galaxies générés dans des simulations numériques récentes ont mieux été ajustés par un profil Einasto, que par un profil NFW (Navarro et al., 2010).

La distribution de galaxies peut aussi être ajusté par un profil NFW, et peut être utilisée pour estimer la masse totale des amas (par exemple Sheldon et al., 2009; Pastor Mira et al., 2011).

2.2.2.3 Les lentilles gravitationnelles

Avec la théorie de la relativité générale, Einstein formalisa la déviation et l’altération des photons par la matière, c’est-à-dire l’effet de lentille gravitationnelle (Einstein, 1916). Zwicky proposa ensuite que la masse totale des amas pouvait être mesurée avec cet effet (Zwicky, 1937). En effet, l’angle de déviation des photons provenant de sources situées en arrière-plan d’un amas est directement proportionnel à la masse de l’amas par la relation $\alpha = 4GM/bc^2$ où b est le paramètre d’impact¹. On distingue deux régimes principaux de lentille gravitationnelle :

- Les lentilles fortes : l’élongation de l’image source (cisaillement) et son amplification (convergence) sont suffisamment importantes pour voir l’apparition d’arcs gravitationnels et d’images multiples (Walsh et al., 1979; Lynds & Petrosian, 1986; Soucail et al., 1987; Paczynski, 1987; Soucail et al., 1988). Les galaxies et les parties

1. Vu de l’observateur, le paramètre d’impact est égal à l’angle entre le centre de l’amas et l’image observée multiplié par la distance entre l’observateur et l’amas.

2. LES AMAS DE GALAXIES

centrales des amas de galaxies les plus massifs ont une convergence favorable aux lentilles fortes. L’analyse des images créées par la lentille permet de contraindre les propriétés de la source, ainsi que celles de la lentille elle-même, et notamment sa masse (voir par exemple [Bolton et al. \(2006\)](#) pour les lentille galaxies et [Limousin et al. \(2007\)](#) pour les lentilles amas).

- Les lentilles faibles : dans la plupart des cas, la convergence et le cisaillement de l’image source sont faibles, mais peuvent tout de même être mesurés de façon statistique ([Fahlman et al., 1994](#); [Brainerd et al., 1996](#)). L’observation de plusieurs galaxies sources permet de dériver le cisaillement réduit et de caractériser la source et la lentille. Les lentilles faibles ont par exemple été utilisées pour estimer la masse des amas de galaxies du catalogue d’amas MaxBCG ([Sheldon et al., 2009](#)), et des amas de l’échantillon *Local Cluster Substructure Survey* (LoCuSS, [Zhang et al., 2008](#); [Okabe et al., 2010](#)).

2.2.3 Le milieu intra-amas

Le milieu intra-amas (MIA) est un gaz chaud, diffus, et dilué. Sa densité varie de quelques 10^{-2} particule par cm^{-3} au centre des amas à quelques 10^{-4} particule par cm^{-3} dans leurs régions externes. Sa température moyenne, T , est comprise dans l’intervalle $[10^6 - 10^8]$ K. Le MIA est constitué en masse d’environ 76% d’hydrogène et de 24% d’hélium. Il est enrichi en éléments lourds, et a une métallicité moyenne de $Z \simeq 0,3 Z_{\odot}$ (Section 2.3.1). À la température du MIA, l’hydrogène et l’hélium sont complètement ionisés. La luminosité aux longueurs d’onde X du MIA varie de quelques $10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$ à quelques $10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$. Le MIA représente environ 12% de la masse des amas de galaxies.

2.2.3.1 Profils de température

En dehors des régions centrales des amas de galaxies hébergeant des coeurs froids (Section 2.3.2.1), les profils de température présentent des propriétés auto-similaires (par exemple [Markevitch et al., 1998](#)). Les amas de galaxies hébergeant un coeur froid ont généralement une température centrale plus basse, et un profil de température plus aplati que les amas dynamiquement perturbés. La forme des profils de température est donc dépendante de l’état dynamique des amas ([De Grandi & Molendi, 2002](#)). L’auto-similarité des profils de température a été confirmée avec les satellites XMM-Newton ([Piffaretti et al., 2005](#); [Pratt et al., 2007](#)) et Chandra ([Vikhlinin et al., 2005](#); [Baldi et al., 2007](#)). D’un point de vue théorique, au-delà des régions centrales, les simulations numériques sont capables de reproduire des profils de température en bon accord avec les observations (par exemple [Borgani et al., 2008a](#)). Cependant, si tout les résultats s’accordent pour mettre

en évidence des profils de température décroissant avec le rayon des amas, la forme des profils est toujours un sujet de discussion.

2.2.3.2 Entropie du gaz

L'entropie du MIA est une quantité fondamentale pour étudier la physique du gaz intra-amas. En effet, d'une part, elle reflète la distribution du gaz dans le puit de potentiel des halos. D'autre part, l'entropie est sensible aux processus physiques qui modifient les propriétés du gaz. L'entropie est donc une quantité qui nous permet de tracer l'histoire du MIA. La définition de l'entropie que nous utilisons est la suivante :

$$K \equiv \frac{k_B T}{n_e^{2/3}} \quad (2.12)$$

Cette définition est relié à la « vraie » entropie thermodynamique de la façon suivante : $s = k_B \ln K^{3/2} + s_0$. Comme pour les profils de densité et de température, à l'extérieur du coeur des amas, les profils d'entropie sont bien ajustés par les modèles auto-similaires, comme par exemple celui dérivé par [Tozzi & Norman \(2001\)](#) avec : $K(r) \propto r^{1.1}$.

La partie centrale des profils d'entropie des groupes de galaxies et des amas de faibles masses montre un excès par rapport aux prédictions des modèles auto-similaires, et présente un seuil d'entropie minimum ([Kaiser, 1991](#); [Ponman et al., 1999](#)). Cet excès a été observé avec les satellites ROSAT ([Evrard & Henry, 1991](#); [Lloyd-Davies et al., 2000](#)), XMM-Newton ([Pratt & Arnaud, 2003](#); [Pratt et al., 2006, 2010](#)), et Chandra ([Cavagnolo et al., 2009](#)). Pour expliquer cet excès d'entropie au centre des amas de galaxies, des processus de chauffage ou de préchauffage, fortement liés à la physique de formation et d'évolution des halos, ont été mis en avant (Section 2.3.3.1).

2.2.3.3 Profils de densité de gaz et de masse totale

Le gaz intra-amas est sensible à la gravitation, et suit donc la matière noire lors de l'effondrement des halos. La distribution du gaz intra-amas est donc auto-similaire, en-dehors des régions centrales des amas hébergeant un coeur froid (par exemple [Neumann & Arnaud, 1999](#)). La densité de gaz dans ces régions est plus élevée qu'attendue, suite au refroidissement du gaz et à sa condensation (Section 2.3.2.1). Au-delà de ces régions, les profils de gaz présentent des propriétés d'échelle, mais ne sont en général pas bien ajustés par les profils analytiques.

Les profils de densité et de température du gaz permettent d'obtenir les profils de masse totale des amas de galaxies, avec l'hypothèse que le gaz est à l'équilibre hydrostatique :

$$M(r) = -\frac{k_B T r}{G \mu m_p} \left[\frac{d \ln n_g}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right] \quad (2.13)$$

2. LES AMAS DE GALAXIES

Contrairement aux profils de gaz, les profils de masse totale des amas de galaxies sont bien ajustés par un profil NFW. Cela a été observé sur les profils de masses dérivés des observations effectuées avec les satellites XMM-Newton (Pointecouteau et al., 2005; Croston et al., 2008; Ettori et al., 2010) et Chandra (Vikhlinin et al., 2006), ainsi que sur les profils de pression du gaz (Arnaud et al., 2010),

Le MIA présente des propriétés d'échelle. Néanmoins, ces propriétés montrent des écarts par rapport aux prédictions des modèles auto-similaires. Ces différences sont dues aux processus physiques non-gravitationnels qui gouvernent le gaz intra-amas, et qui ont un impact non-négligeable sur les propriétés physiques des amas de galaxies.

2.3 Les processus physiques à l'oeuvre au sein des amas de galaxies

Le MIA est un système complexe. En effet, de nombreux processus physiques gravitationnels et non-gravitationnels gouvernent les baryons, et sont à l'oeuvre en son sein. Des processus enrichissent le MIA (Section 2.3.1) et le refroidissent (Section 2.3.2). D'autres le chauffent (Section 2.3.3) et accélèrent les particules (Section 2.3.4). La connaissance de ces processus et de leur impact sur la formation et l'évolution des amas de galaxies est nécessaire à notre compréhension de ces objets, et est un préalable à toute utilisation de la population des amas en cosmologie.

2.3.1 L'enrichissement du MIA

Les métaux et les poussières sont issus des cycles de formation stellaire à l'oeuvre au sein des galaxies. Les métaux, tels que le carbone, l'oxygène ou le fer, sont formés au coeur des étoiles, où a lieu la nucléosynthèse des éléments. Les étoiles en fin de vie éjectent leurs enveloppes externes lors de supernovæ, avant de finir en objets compacts (naines blanches, étoiles à neutrons, ou trous noirs stellaires). Les nuages denses, résidus de l'interaction des supernovæ avec le milieu interstellaire, sont les lieux de formation des grains de poussières.

À l'échelle extragalactique, les interactions galaxie-galaxie (Gnedin, 1998), ainsi que l'arrachement par effet de marée (Gunn & Gott, 1972) injectent du gaz, des métaux, des étoiles, et des poussières dans le MIA. Les supernovæ et les noyaux actifs de galaxies génèrent des vents galactiques qui sont aussi capables de transporter de la matière des galaxies vers le MIA (De Young, 1978, 1986; Hasinger et al., 2002). C'est la combinaison de tous ces processus qui permet d'expliquer l'enrichissement du MIA, ainsi que sa distribution en métaux (Borgani et al., 2008b; Kapferer et al., 2009a).

La première observation de métaux dans le MIA a été la détection de la raie K du fer

aux longueurs d’ondes X (Mitchell et al., 1976). Il est maintenant possible de déterminer les profils radiaux de métallicité des amas de galaxies. Des résultats récents ont montré que la distribution de métaux n’était pas homogène, même dans les amas relaxés (Lovisari et al., 2011).

Des simulations numériques ont montré que l’arrachement par effet de marée peut transporter du gaz et des étoiles à des distances allant jusqu’à plusieurs centaines de kiloparsecs des disques galactiques (Kronberger et al., 2008; Kapferer et al., 2008, 2009b), et que 7 à 40% de la totalité des étoiles d’un amas de galaxies se trouvent dans le MIA (Kapferer et al., 2010). Ces résultats théoriques ont par exemple été confirmés par l’observation d’une région de formation stellaire HII, compacte et isolée, au sein du MIA de l’amas de la Vierge (Gerhard et al., 2002), ou par l’observation d’étoiles dans le MIA de l’amas de galaxie A3627 (Sun et al., 2010).

2.3.2 Refroidissement du gaz

2.3.2.1 Émission Bremsstrahlung

Au régime de température des amas de galaxie ($10^6 - 10^8$ K), le gaz est complètement ionisé et se refroidit principalement par émission Bremsstrahlung thermique ou émission de freinage, observée aux longueurs d’onde X. Cette émission est due au fait que les électrons subissent de déflexions électrostatiques sur les protons du MIA. Lors de chaque déflexion, il y a une perte d’énergie. Des photons, d’énergies équivalentes aux énergies perdues par les électrons, sont alors émis. L’émission monochromatique à une fréquence ν et pour un plasma de température T , de densité d’électrons n_e et de densité d’ions n_i s’exprime de la façon suivante (Rybicki & Lightman, 1979) :

$$\epsilon_\nu = \frac{dL}{d\nu dV} = \frac{2^5 \pi e^6}{3 m c^3} \left(\frac{2\pi}{3 k_B m} \right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT} g(h\nu, T) \quad (2.14)$$

où L est la luminosité aux longueurs d’onde X, m est la masse de l’électron, k_B est la constante de Boltzmann, Z la fraction de masse des éléments lourds, et g le facteur de Gaunt qui corrige des effets quantiques et des effets de collisions distantes.

Le refroidissement radiatif généré par l’émission Bremsstrahlung crée une pression de radiation qui est la source principale contre-balançant l’effondrement gravitationnel des halos. L’émission Bremsstrahlung étant proportionnelle à la densité d’électrons au carré, elle est maximale au coeur des amas de galaxies. Dans les amas à l’équilibre hydrostatique, ce refroidissement est rapide et entraîne l’accumulation de gaz froid au centre des amas, et la formation d’un coeur froid (Section 2.3.3.3). L’observation de ce refroidissement a tout d’abord été expliquée sous forme de courants de refroidissements (*cooling flows*) dans les parties centrales du MIA (Fabian, 1994). La brillance de surface centrale, aux longueurs

2. LES AMAS DE GALAXIES

d'onde X, des amas ayant un coeur froid est donc beaucoup plus piquée. Cependant, l'observation de luminosités X et de taux de formation stellaire des BCG différentes par rapport aux prédictions des modèles théoriques montrent que plusieurs processus de rétroaction de la formation des galaxies (*feedback*) sont à l'oeuvre au sein du gaz intra-amas pour contrebalancer ce refroidissement (Section 2.3.3).

2.3.2.2 Refroidissement par les poussières

Les grains de poussière, une fois injectés dans le MIA par les processus d'enrichissement (Section 2.3.1), sont aussi une source de refroidissement. En effet, le calcul de l'équilibre énergétique entre le chauffage et le refroidissement du gaz intra-amas par les poussières a montré qu'au régime de température des amas de galaxies, c'est-à-dire $T = 10^6 - 10^8$ K, la poussière contribue à refroidir efficacement le MIA (Figure 2.4, Montier & Giard, 2004). À partir d'un modèle semi-analytique, Draine & Salpeter (1979b) et Draine & Salpeter (1979a) ont analysé les processus de destruction des grains de poussière pour différents types de grains et différents environnements astrophysiques chauds ($T = 10^4 - 10^9$ K). Ils ont montré qu'aux températures du MIA, les grains de poussière interstellaires et intergalactiques sont principalement érodés (*sputtered*) et détruits par collisions, et que leur durée de vie est indépendante de la température du milieu et est de l'ordre de :

$$\tau \sim 2 \times 10^4 \text{ an} \left(\frac{\text{cm}^{-3}}{n_H} \right) \left(\frac{a}{0,01 \mu\text{m}} \right) \quad (2.15)$$

Dans l'intervalle de densité de gaz des amas de galaxies, c'est-à-dire pour $n_H = 10^{-4} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, la durée de vie des grains de poussière s'étalent donc d'environ 10^6 ans pour des petits grains ($a \sim 0,001 \mu\text{m}$) à environ 10^9 ans pour des gros grains ($a \sim 0,5 \mu\text{m}$). Ces durées de vie sont suffisantes pour que les poussières aient un impact non-négligeable sur les propriétés thermodynamiques du MIA.

En supposant que la poussière est en équilibre thermique, l'équilibre énergétique entre le chauffage et le refroidissement du gaz par les grains de poussière peut être écrit comme suit :

$$\Lambda^g(a, T_d) = H_{coll}^g(a, T_e, n_e), \quad (2.16)$$

avec H_{coll} la fonction de chauffage par collision, Λ la fonction de refroidissement dû à la radiation thermique de la poussière, a la taille du grain, T_e et n_e la température et la densité électronique du milieu, et T_d la température du grain de poussière.

La fonction de chauffage du grain s'exprime de la façon suivante (Dwek, 1981) :

$$H_{coll}^g(a, T_e, n_e) \propto n_e a^\alpha T_e^\beta \quad (2.17)$$

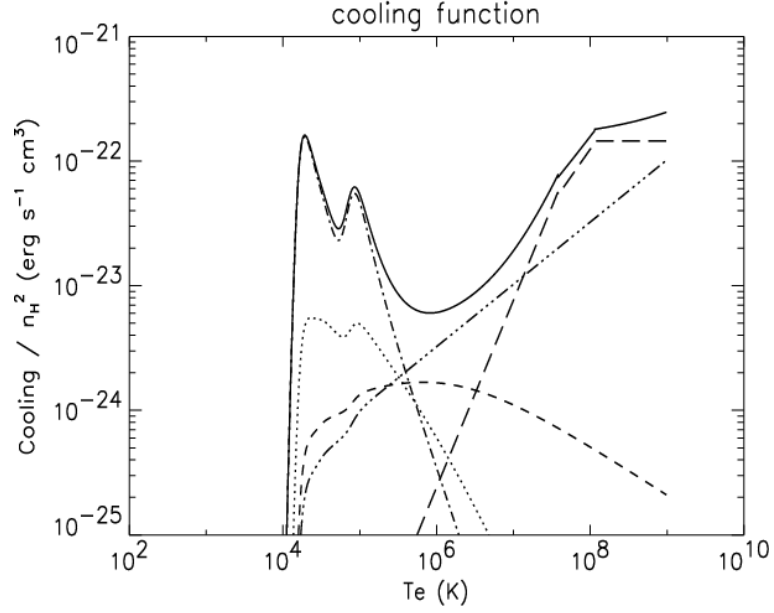


FIGURE 2.4 – Taux de refroidissement total Λ/n_H^2 (erg.s^{-1}) dans le MIA (ligne continue), avec un rapport de masse poussière sur gaz de $Z_d = 10^{-4}$ et une taille de grain de $a = 0,5\mu\text{m}$ (Montier & Giard, 2004). Les processus contribuant au refroidissement sont l’ionisation collisionnelle (pointillé), la recombinaison (tiret), l’excitation collisionnelle (tiret-point), l’émission Bremsstrahlung (tiret-triple-point), et l’émission des poussières (tiret long).

où α et β sont des paramètres dépendant de la valeur du rapport $a^{2/3}/T_e$.

Les paramètres physiques conditionnant la fonction de refroidissement sont la taille des grains de poussière et l’abondance de poussière. La fonction de refroidissement par les poussières totale s’exprime ainsi :

$$\Lambda(a, T_d) = \iiint \Lambda^g(a, T_d) \frac{dN(a, Z, V)}{dV da dZ} dV da dZ \quad (2.18)$$

où $dN(a, Z, V)/dV da dZ$ est le nombre différentiel de grains de poussière par taille, métallicité et élément de volume.

Le refroidissement du MIA par les poussières est proportionnel à la densité d’électrons, et contribue donc à accentuer le refroidissement du gaz par émission Bremsstrahlung.

2.3.2.3 L’effet Sunyaev-Zeldovich

L’effet Sunyaev-Zeldovich (SZ) est dû à la diffusion des électrons du MIA sur les photons du FDC (Zeldovich & Sunyaev, 1969; Sunyaev & Zeldovich, 1970, 1972). Le spectre de corps noir des photons du FDC est alors déformé en direction des amas de galaxies (Figure 2.5). Au premier ordre, la forme du spectre déformé dépend d’un seul paramètre y , proportionnel au produit de l’énergie moyenne gagnée par un photon diffusé,

2. LES AMAS DE GALAXIES

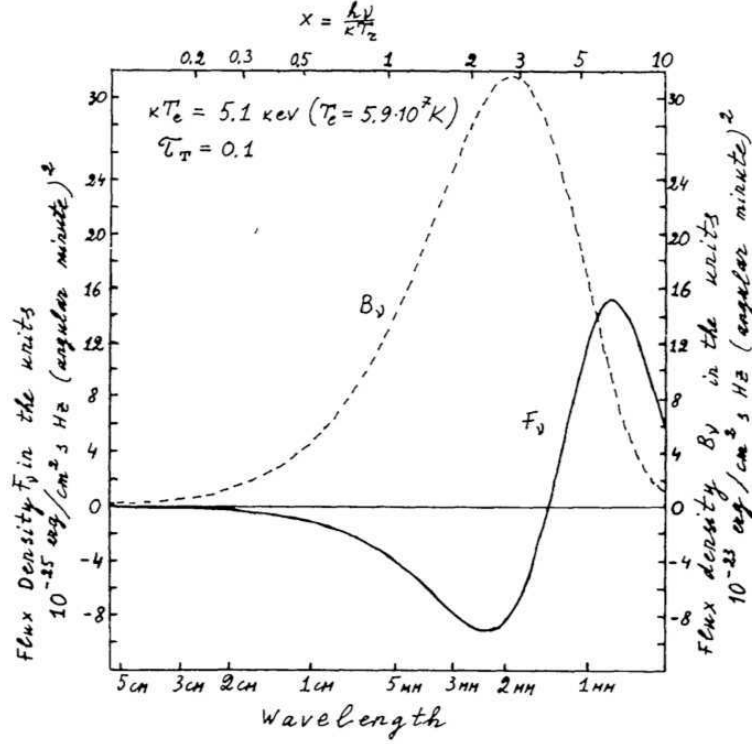


FIGURE 2.5 – Déformation du spectre du FDC dans la direction des amas de galaxies (ligne continue). Le spectre du FDC est montré à une autre échelle (tiret). Les amas sont des sources « positives » dans le submillimétrique, et des sources « négatives » à plus grandes longueurs d'onde. La température moyenne du FDC est supposée à 2,7 K (Sunyaev & Zeldovich, 1980).

et la probabilité qu'un photon traversant un amas soit diffusé :

$$y = \int \frac{k_B T}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl \quad (2.19)$$

où σ_T est section efficace de Thomson, et où l'intégrale est sur la ligne de visée de l'amas. Le paramètre y est une mesure de la pression thermique des électrons du MIA. Cet effet, lié à la pression des électrons thermiques, est appelé effet SZ thermique. L'effet SZ thermique implique une perte d'énergie, et donc un refroidissement du MIA, mais celui-ci est négligeable. On distingue un autre effet SZ, dit effet SZ cinétique, qui est dû au mouvement propre de l'amas par rapport au FDC. L'effet SZ cinétique introduit une déformation supplémentaire de type Doppler dans le spectre du FDC. Le signal SZ thermique est mesuré en intégrant le paramètre y sur l'étendue de l'amas :

$$D_{ang}^2 Y = \int y d\Omega \propto \int n_e T dV \quad (2.20)$$

où D_{ang} est la distance angulaire de la source, la première intégrale est sur l'angle solide de l'amas, et la deuxième est sur son volume.

L'effet SZ est une source supplémentaire d'étude des amas de galaxies, et permet donc de contraindre les paramètres cosmologiques (Section 1.5). En effet, il permet de quantifier la pression du gaz intra-amas, et donc, de mieux caractériser le MIA. De plus, le gaz est lié à la profondeur du puit de potentiel. L'effet SZ fournit donc une observable supplémentaire pour estimer la masse totale des amas. Enfin, les relevés SZ les plus récents, conduits avec le *South Pole Telescope* (Williamson et al., 2011), le *Atacama Cosmology Telescope* (Marriage et al., 2011), ou avec le satellite Planck (Planck Collaboration et al., 2011b), ont permis la détection de nouveaux amas.

2.3.3 Chauffage du gaz intra-amas

2.3.3.1 Préchauffage

L'excès d'entropie observé au centre des amas de galaxies (Section 2.2.3.2) impliquent que d'autres processus physiques interviennent dans la balance thermodynamique des amas. Dans ce cadre, des processus de chauffage ou de pré-chauffage permettent d'injecter de l'énergie dans le MIA. Plusieurs modèles de chauffage ou de préchauffage ont été proposés :

1. Le gaz est chauffé avant la formation des amas par des étoiles de population III, et par des vents galactiques générés par les supernovæ et les noyaux actifs de galaxies (par exemple Lloyd-Davies et al., 2000; Tozzi & Norman, 2001).
2. Le gaz intra-amas est chauffé *in situ* par les supernovæ, les noyaux actifs de galaxies, le fond diffus X, et le chauffage gravitationnel des filaments de la toile cosmique (par exemple Ponman et al., 2003; Pratt et al., 2010).
3. Le refroidissement radiatif du gaz, qui entraîne sa condensation et la formation d'étoiles, est suffisant pour chauffer le gaz (par exemple Knight & Ponman, 1997).

2.3.3.2 Supernovæ

Les supernovæ génèrent des vents galactiques capables non seulement d'éjecter de la matière (Section 2.3.1), mais aussi de l'énergie dans le MIA. En particulier, les supernovæ de type II et Ib sont suffisamment énergétiques pour contribuer à chauffer le gaz intra-amas. Les supernovæ de type II se produisent pour les étoiles de masse supérieure à $8 M_{\odot}$. Leur énergie est générée par l'effondrement du cœur des étoiles en fin de vie en étoiles à neutrons. Quant aux supernovæ de type Ib, dont l'énergie provient aussi de l'effondrement du cœur des étoiles, leur particularité est l'absence d'hydrogène dans leur

2. LES AMAS DE GALAXIES

spectre, probablement dû à la perte de leurs enveloppes externes. La quantité d'énergie nécessaire pour contrebalancer l'excès de refroidissement des amas est d'environ 1 keV par particule (Wu et al., 2001). L'abondance de métaux dans les amas implique qu'au cours de l'histoire des amas, les supernovæ peuvent déposer une quantité d'énergie allant de 0,3 à 1 keV par particule de gaz (par exemple Finoguenov et al., 2001). Les galaxies à flambée d'étoile, de par leur taux de formation stellaire élevé, sont les plus à même de générer cette énergie. Cette dernière est notamment produite par l'activité radio des supernovæ, provenant des processus d'accélération qui produisent une émission synchrotron, ainsi qu'à l'émission Bremsstrahlung associée à l'ionisation des régions HII par les étoiles massives. Cependant, le transfert d'énergie des supernovæ vers le MIA n'est pas efficace (Kravtsov & Yepes, 2000). Les supernovæ seules ne suffisent donc pas à préchauffer le MIA, ou à compenser le refroidissement radiatif.

2.3.3.3 Les noyaux actifs de galaxies

Les Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) sont les principales sources de chauffage du MIA qui peuvent contrebalancer efficacement le refroidissement radiatif des amas (Eilek, 2004; Bîrzan et al., 2004; McNamara & Nulsen, 2007; Fabian, 2012).

Les NAG sont constitués d'un trou noir supermassif (TNSM) et d'un disque d'accrétion. Leur activité est liée au taux d'accrétion de matière de leurs TNSM (par exemple Begelman et al., 1984, pour une revue). Il existe deux modes d'émission d'énergie des NAG. Le premier est le mode radiatif. Il est observé principalement dans les quasars, et est produit par la pression de radiation des vents générés par les TNSM sur le gaz inter-stellaire. Le deuxième est le mode cinétique. Environ 10% des NAG présentent des jets de matière et d'énergie collimatés à leurs pôles. Ces jets sont produits par la chute de matière sur le TNSM, et à l'accélération de particules à des vitesses relativistes qui s'en suit. Ils génèrent une émission synchrotron observée aux longueurs d'onde radio. Les jets peuvent éjecter de la matière, du moment cinétique, de l'énergie et du flux magnétique au-delà de leur galaxie hôte.

Les NAG et les galaxies à flambée d'étoile constituent la population des Galaxies Actives en Radio (GAR). Il est possible de les distinguer en effectuant une coupure en luminosité radio. En effet, seuls les NAG *radio-loud* sont capables d'émettre une luminosité radio à 1,4 GHz supérieure à $L_R = 10^{23}$ W/Hz, les galaxies à flambée d'étoile ayant une luminosité radio caractéristique dans l'intervalle $10^{18} - 10^{23}$ W/Hz (Condon, 1992).

L'observation des différents types de NAG a donné lieu à une classification des NAG : les blazars, les quasars ou galaxies de Seyfert de type I, et les galaxies radio ou galaxies de Seyfert de type II (Figure 2.6). Antonucci (1993) et Urry & Padovani (1995) ont proposé un modèle unifié où ces différents types de NAG sont en fait un seul et même objet, observé

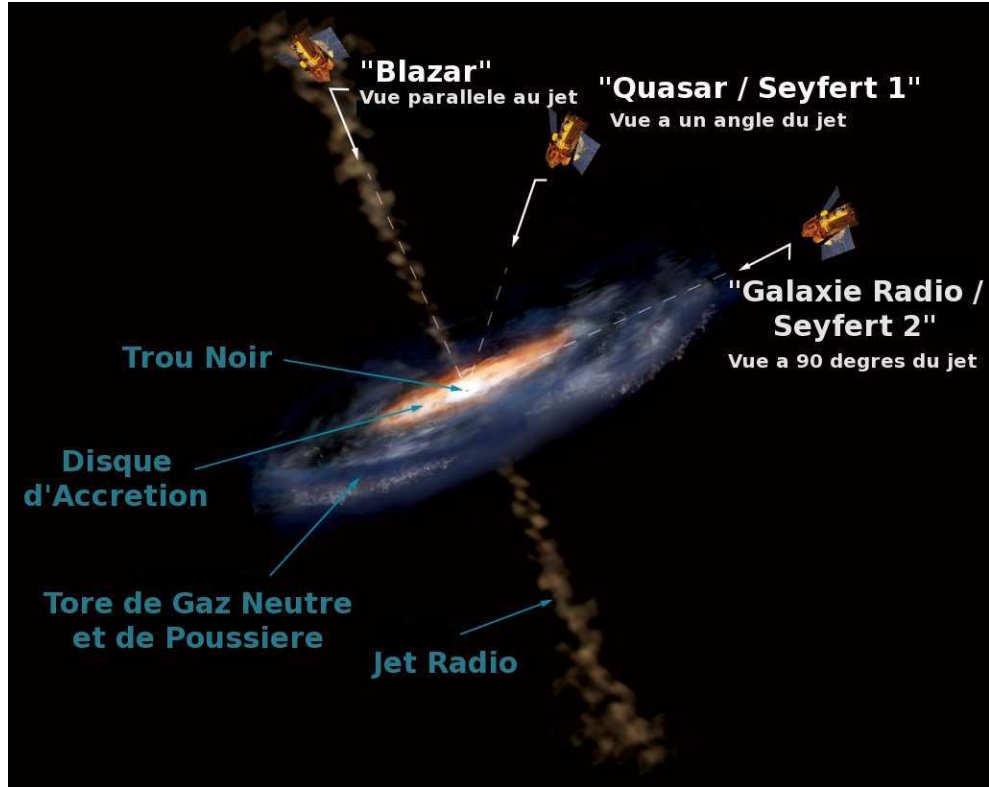


FIGURE 2.6 — Schéma du modèle unifié des Noyaux Actifs de Galaxies. (Crédit : NASA/Swift/EPO/Sonoma State/Aurore Simonnet).

avec une inclinaison différente des jets radio par rapport à la ligne de visée. Cependant, des observations récentes des tores de poussière semblent montrer que ceux-ci ne sont pas identiques pour tous les NAG, et que non seulement l'inclinaison des NAG, mais aussi l'étendue des tores, doivent être pris en compte dans la classification des NAG (par exemple [Elitzur, 2012](#)).

Une fois éjectées de leur galaxie hôte, les particules des jets radio entrent en interaction avec les particules du MIA. Des cavités, observées aux longueurs d'onde X et radio se forment alors dans le MIA et contribuent à le chauffer. Ces cavités ont tout d'abord été observées par le satellite Einstein sous forme de perturbations du gaz intra-amas autour de la galaxie centrale NGC 1275 de l'amas de Persée ([Branduardi-Raymont et al., 1981](#); [Fabian et al., 1981](#)). Elles ont ensuite été associées avec l'émission radio émanant de NGC 1275 ([Boehringer et al., 1993](#)). Des chocs peuvent aussi se produire entre les jets radio et le MIA. La puissance radio des jets est alors transformée en énergie mécanique qui chauffe le gaz intra-amas (par exemple [Bîrzan et al., 2004](#); [McNamara & Nulsen, 2007](#); [Cavagnolo et al., 2010](#); [O'Sullivan et al., 2011](#)). Il existe une relation d'échelle entre la puissance

2. LES AMAS DE GALAXIES

radio des NAG et l'énergie mécanique transférée au MIA par les lobes radio. Elle a par exemple été contrainte par [O'Sullivan et al. \(2011\)](#). Ces auteurs ont utilisé le plus grand échantillon de groupes et d'amas de galaxies contenant des cavités radio observées à ce jour, qui contient 33 objets. Voici la relation qu'ils ont dérivé :

$$\log(P_{cav}) = (1,76 \pm 0,15) \times \log(P_{1,4 \text{ GHz}})^{0,63 \pm 0,10} \quad (2.21)$$

Si la viscosité est suffisante, les ondes générées par la pression de radiation peuvent aussi chauffer le MIA. Ces processus peuvent contrebalancer le refroidissement radiatif des amas de galaxies, et permet d'expliquer l'état thermodynamique du gaz, observé au centre des amas (Section 2.2.3.1).

La population des NAG est non seulement sensible aux propriétés de leur galaxie hôte, mais aussi aux propriétés de leur environnement à grande échelle. En effet, les interactions galaxie-galaxie peuvent permettre la formation ou l'alimentation de leur disque d'accrétion, et donc avoir un impact sur leur activité ([Heckman et al., 1986](#)). Ce type d'interaction est plutôt favorisé dans les groupes et amas de galaxies de faibles masses, où les dispersions de vitesse des galaxies ne sont pas trop élevées (par exemple [Giovanelli & Haynes, 1985](#); [Ghigna et al., 1998](#); [Silverman et al., 2011](#)).

Cette hypothèse que l'activité des NAG est liée aux interactions entre galaxies est confirmée par plusieurs observations. En effet, la fraction de NAG diminue des groupes vers les amas de galaxies ([Popesso & Biviano, 2006](#); [Arnold et al., 2009](#)).

De plus, les NAG centraux peuvent non seulement accréter de la matière de leur galaxie hôte, mais aussi du gaz intra-amas qui s'accumule et se refroidit au centre des groupes et des amas de galaxies ([Best et al., 2007](#)). Les NAG sont donc dépendants des propriétés globales des amas de galaxies.

2.3.3.4 Processus de transport d'énergie

Les processus de transport de matière et d'énergie au sein du MIA tels que la conduction thermique ou les turbulences peuvent contribuer à son chauffage. En effet, les processus de chauffage et de refroidissement du gaz intra-amas conduisent au mélange des particules du MIA par les turbulences, et à l'apparition de gradients de température. Par conduction thermique, les électrons peuvent alors transporter de la chaleur le long de ces gradients de température ([Spitzer, 1962](#)). La conduction seule n'est assez efficace pour être significative ([Voit, 2005](#)). Son efficacité est néanmoins améliorée par les turbulences ([Kim & Narayan, 2003](#)).

D'autre part, les fusions d'amas provoque un découplage entre matière noire et matière baryonique au centre des amas de galaxies. Ce découplage génère des ballottements (*sloshing*) qui peuvent chauffer le MIA et contribuer à contrebalancer le refroidissement

radiatif (Markevitch et al., 2001).

À l’aide d’un modèle analytique et de simulations numériques, il a été montré récemment que le processus de rétroaction des NAG était nécessaire dans les quelques dizaines de kiloparsecs centraux, mais qu’au-delà, la conduction thermique pouvait être suffisante pour contrebalancer le refroidissement radiatif des amas (Kunz et al., 2012; Latter & Kunz, 2012).

2.3.4 L’accélération des électrons non-thermiques

Les mécanismes à l’origine de l’accélération des électrons non-thermiques du MIA se divisent en deux classes de modèles, tous deux basés sur les épisodes violents de fusions d’amas se produisant 3 ou 4 fois au cours leur vie. La première classe rassemble les modèles dits de ré-accélération ou modèles primaires. Dans ces modèles, les électrons sont ré-accélérés par les chocs ou les turbulences générés par les fusions (par exemple Brunetti et al., 2001; Petrosian, 2001). En effet, d’une part, les chocs accélèrent les particules par processus de Fermi-I (Ensslin et al., 1998), ou par compressions adiabatiques du plasma radio fossile (Enßlin & Gopal-Krishna, 2001). D’autre part, les turbulences accélèrent les particules par processus de Fermi-II stochastiques (Brunetti et al., 2001), ou par ondes magnétohydrodynamiques (Brunetti et al., 2004; Cassano & Brunetti, 2005).

Dans la deuxième classe de modèle, dits modèles hadroniques ou modèles secondaires, les protons du MIA sont accélérés à des vitesses relativistes par les fusions, et deviennent des rayons cosmiques. Les électrons sont alors injectés dans le MIA par les collisions entre les protons des rayons cosmiques et ceux du MIA (Dennison, 1980; Blasi & Colafrancesco, 1999; Dolag & Enßlin, 2000).

Ces processus d’accélération amplifient les champs magnétiques intra-amas jusqu’à des valeurs d’environ $0,1 - 1 \mu\text{G}$. Quel que soit l’origine de l’accélération des électrons, ceux-ci spiralent alors autour des lignes de champ magnétique à des vitesses relativistes (avec des facteurs de Lorentz $\gamma \gg 1000$), et produisent une émission synchrotron. Cette émission radio, dont le spectre a la forme d’une loi de puissance ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$), est à l’origine des sources radio étendues et diffuses observées en direction des amas de galaxies.

La première détection de l’émission radio étendue et diffuse des amas de galaxies a eu lieu lors de la première observation de l’amas de Coma aux longueurs d’onde radio (Large et al., 1959). L’existence de ce type d’émission, non-associée aux galaxies de l’amas fût confirmée quelques années plus tard (Willson, 1970). Depuis, ces sources, associées au milieu intra-amas, et non aux galaxies actives en radio, ont été observées dans plusieurs dizaines d’amas de galaxies (par exemple, Brunetti et al., 2009; Giovannini et al., 2009).

On distingue trois classes de sources radio étendues et diffuses : les halos, les reliques, et les mini-halos (voir par exemple Ferrari et al., 2008, pour une revue).

2. LES AMAS DE GALAXIES

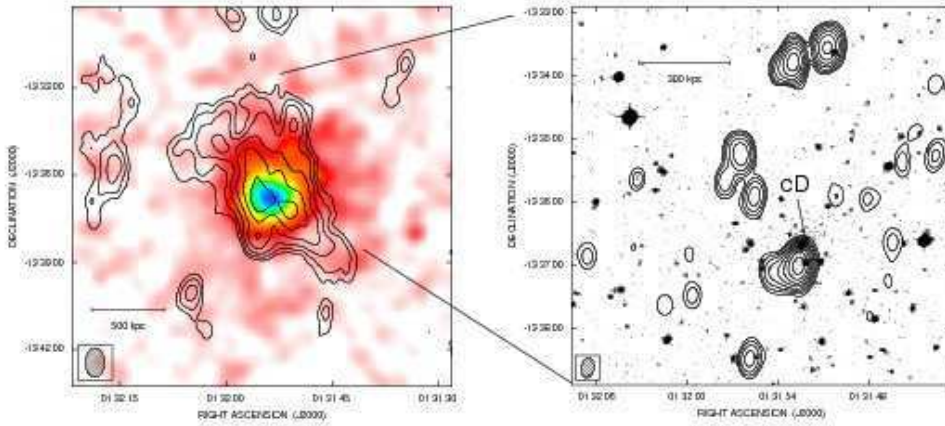


FIGURE 2.7 – Contours radio du halo étendu de l’amas A209 obtenus avec le VLA à 1,4 GHz superposés à l’image en X de ROSAT HRI dans la bande 0,1 – 2,4 keV (Giovannini et al., 2009).

Les halos Les halos radio sont des sources radio étendues et diffuses ayant une taille de l’ordre du mégaparsec, et centrées sur l’amas (Figure 2.7). Ils ont une surface de brillance de l’ordre du $\mu\text{Jy}.\text{arcsec}^{-2}$ à 1,4 GHz. Ils ont une morphologie relativement régulière, qui est très semblable au MIA. Cela a d’abord été montré qualitativement (Deiss et al., 1997), puis quantitativement (Feretti et al., 2001). Leur émission synchrotron n’est presque pas polarisée (Govoni et al., 2005).

Tous les halos radio détectés jusqu’à présent ont été observés dans des amas perturbés dynamiquement, c’est-à-dire dans des amas à la morphologie complexe, et dont le processus de relaxation, c’est-à-dire de retour à l’équilibre hydrostatique, n’est pas achevé. Ces amas ne présentent généralement pas de coeur froid. Cependant, tous les amas en cours de fusion ne contiennent pas de halo radio. Par exemple, Cassano et al. (2008) ont montré que la fraction d’amas contenant un halo radio augmente avec la luminosité aux longueurs d’onde X des amas. En combinant plusieurs sous-échantillons d’amas de galaxies avec le relevé *NRAO VLA Sky Survey* (NVSS), et des observations faites avec le *Very Large Array* (VLA) et le *Giant Metrowave Radio Telescope* (GMRT), ils ont mis en évidence que seuls environ 41% des amas ayant une luminosité X supérieure à $8 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$ dans la bande d’énergie [0,1 – 2,4] keV hébergeaient un halo radio, et que ce pourcentage décroissait à environ 8% pour les amas ayant une luminosité X comprise entre $4 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$ et $8 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$.

D’autre part, il existe une forte corrélation entre la luminosité radio des halos (L_R) et la luminosité X des amas (L_X) qui les hébergent (Figure 2.8, Giovannini et al., 1999; Liang et al., 2000; Brunetti et al., 2009; Giovannini et al., 2009). Une bimodalité de cette émission radio a été mise en évidence par Brunetti et al. (2009). Ces auteurs ont observé deux types

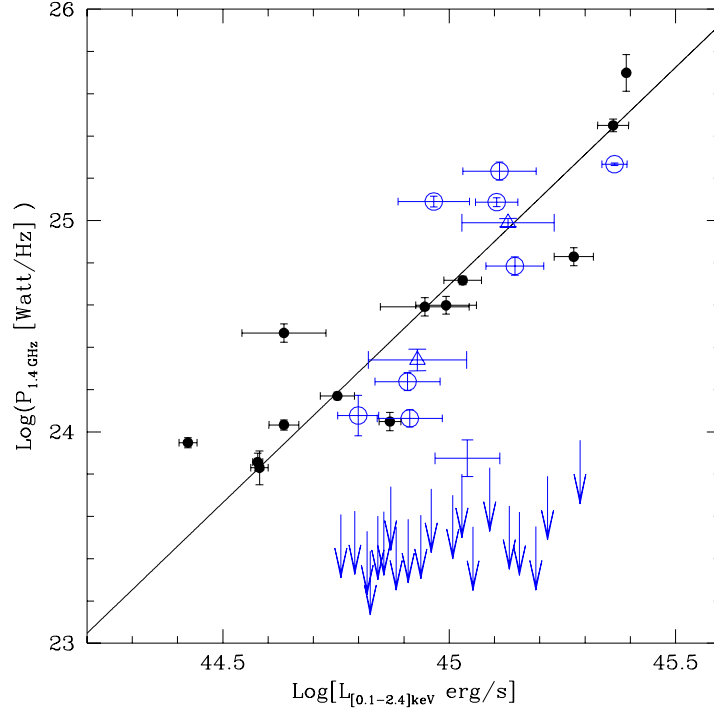


FIGURE 2.8 – Distribution des amas de galaxies assemblés par Brunetti et al. (2009) dans le plan de luminosité $L_R - L_X$. Les amas observés avec le GMRT sont en bleus. Les autres amas contenant des halos radio, provenant de la littérature sont en noirs. Les cercles vides représentent les halos radio géants observés avec le GMRT, les triangles vides représentent les mini-halos observés avec le GMRT, la croix représente l’amas RXJ1314.4-2515, et les flèches sont les limites supérieures de luminosités radio des amas observés avec le GMRT, qui ne montrent pas d’émission radio à l’échelle du Mpc.

d’amas : des amas hébergeant des halos radio, ayant donc une émission radio forte (*radio-loud*), et peuplant la relation d’échelle $L_R - L_X$, et des amas ayant une émission radio faible (*radio-quiet*), bien séparés de la relation $L_R - L_X$. Ils ont suggéré que les halos radio sont formés par la ré-accélération des électrons par les fusions d’amas et les turbulences associées, et que lorsque les amas retournent à l’équilibre hydrostatique, ils deviennent *radio-quiet*. Les amas de galaxies évoluent alors d’une population à l’autre en fonction des perturbations dynamiques qui se produisent au cours de leur vie. Ils ont aussi montré que la suppression de l’émission synchrotron à l’échelle des amas est relativement courte (de l’ordre de quelques centaines de millions d’années), et que les contraintes observationnelles sont donc en relativement bon accord avec le modèle de ré-accélération des électrons comme source des halos radio.

Néanmoins, la bimodalité de l’émission radio des amas de galaxies peut aussi être expliquée avec le modèle hadronique (Keshet & Loeb, 2010; Enßlin et al., 2011). L’étude du

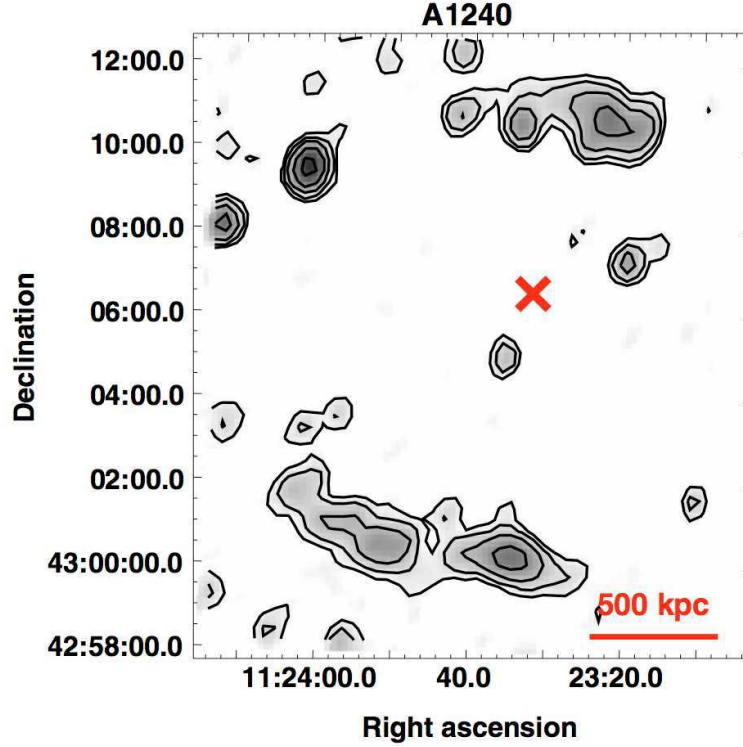


FIGURE 2.9 – Émission radio de l’amas A1240 à 1,4 GHz. La croix rouge représente le centre de l’amas (Bonafede et al., 2009).

transport des rayons cosmiques dans les amas, et l’interaction entre leur advection et leur propagation par diffusion et par écoulements, a montré que ces deux processus se contre-balaient. Tandis que l’écoulement tend à aplatir le profil radial des rayons cosmiques et à éjecter les rayons cosmiques du centre de l’amas vers les régions externes, leur advection tend à produire des profils piqués centraux. L’écoulement des rayons cosmiques est en général plus important que leur advection, et cela expliquerait pourquoi les halos radio ne sont pas observés dans tous les amas de galaxies. Les fusions d’amas devraient produire plus de populations de rayons cosmiques concentrés. Cela conduit ainsi à une bimodalité des rayons cosmiques, et donc à une bimodalité de l’émission radio des amas de galaxies.

Les reliques radio Il y a beaucoup de confusion dans la littérature à propos des « reliques radio » (Kempner et al., 2004). Cette appellation est utilisée pour décrire au moins trois types de sources radio complètement différentes dans les amas. Les trois types de sources ont néanmoins toutes un spectre radio raide ($\alpha \gtrsim 1$) et une morphologie filamentaire.

Le premier groupe de reliques radio est lié aux galaxies d’amas, et aux cavités créées par les interactions entre les jets radio des NAG et le gaz intra-amas (Section 2.3.3.3). Elles

ont une taille de l'ordre de quelques dizaines de kiloparsecs et se trouvent principalement dans les régions centrales des amas. L'émission synchrotron de ces reliques est caractérisée par un spectre raide, et est la plus souvent observée à basse fréquence.

Les second et troisième groupes de reliques radio d'amas de galaxies sont fortement corrélées aux propriétés du MIA. Comme les halos, ils sont observés dans les amas dynamiquement perturbés, et des corrélations spatiales avec des chocs dans le gaz ont été mises en évidence (par exemple [Kassim et al., 2001](#); [Macario et al., 2011](#)). Les reliques radio du deuxième groupe sont rares, et sont caractérisées par une taille de quelques centaines de kiloparsecs ([Slee et al., 2001](#)).

Les sources les plus étendues proviennent du troisième groupe. Ces reliques géantes, fortement polarisées et d'une taille de l'ordre de quelques 10^2 à 10^3 kpc sont observées en périphérie d'amas en cours de fusion avec et sans coeur froid. L'axe majeur de ces structures allongées est généralement perpendiculaire à la direction du centre de l'amas. Leur morphologie est irrégulière. Une relique et un halo peuvent être observés dans un même amas (par exemple A2256, [Clarke & Ensslin, 2006](#)), ou encore deux reliques symétriques comme par exemple dans A3667 ([Rottgering et al., 1997](#)), A3376 ([Bagchi et al., 2006](#)), ou encore A1240 (Figure 2.9, [Kempner & Sarazin, 2001](#); [Bonafede et al., 2009](#)). Des reliques allongées du centre vers la périphérie de l'amas (par exemple A115, [Govoni et al., 2001](#)), ou avec une forme circulaire (par exemple A1664, [Feretti, 2005](#)) ont aussi été observées. Comme pour les halos radio, le taux de détection de reliques est faible (par exemple [Giovannini & Feretti, 2002](#)). De plus, la puissance radio des reliques est corrélée avec la luminosité X des amas (par exemple [Feretti, 2002](#)). En effet, tout comme les halos, l'origine des reliques est aussi associée aux fusions d'amas. Mais tandis que les halos se forment au centre des amas, les reliques apparaissent au niveau des chocs créés dans le gaz intra-amas.

Les mini-halos Les mini-halos radio ont une taille de l'ordre de quelques centaines de kiloparsecs, et entourent généralement les NAG des régions centrales des amas de galaxies à l'équilibre hydrostatique, et hébergeant un coeur froid. Quelques cas de mini-halos dans des amas dynamiquement perturbés ont néanmoins été observés (par exemple [Gitti et al., 2007](#); [Ferrari et al., 2011](#)). Ils ne sont pas liés aux galaxies et sont probablement formés par des fusions de faibles intensités, comme par exemple une fusion entre un amas et un groupe de galaxies.

Les sources radio étendues et diffuses au sein des amas de galaxies ont aussi des implications cosmologiques. En effet, si leur présence est due aux fusions d'amas, alors l'étude statistique de leur population peut permettre de tester les scénarios de formation des grandes structures de l'Univers, et de contraindre les paramètres cosmologiques ([Evrard](#)

2. LES AMAS DE GALAXIES

& Gioia, 2002). De plus, les processus non-thermiques à l'origine de ces sources radio génèrent une pression non-thermique sur le MIA (Dolag & Schindler, 2000; Laganá et al., 2010). Cette pression peut faire varier l'estimation de la masse totale des amas de galaxies de 10 à 30%. La prise en compte des sources radio étendues et diffuse est donc importante pour utiliser la population des amas de galaxies à des fins cosmologiques.

2.4 Conclusions

Les amas de galaxies sont des objets complexes. Ils sont principalement constitués de matière noire. Leur formation et leur évolution sont donc majoritairement gouvernées par la gravitation. Mais les processus non-gravitationnels à l'oeuvre dans le MIA sont tout aussi importants. Ces processus peuvent modifier de façon non-négligeable les propriétés globales des amas de galaxies, et sont responsables des écarts observés par rapport aux modèles purement gravitationnels. Leur étude est donc primordiale à notre compréhension de la formation et de l'évolution des grandes structures de l'Univers.

Pendant cette thèse, nous nous sommes focalisés sur deux de ces processus non-gravitationnels à l'oeuvre dans le MIA. Nous avons conduit les deux études suivantes :

- L'étude théorique de l'effet de la présence de poussière dans le MIA sur les propriétés physiques des amas de galaxies (Chapitre 3).
- L'investigation observationnelle de l'émission radio des sources ponctuelles et des sources étendues et diffuses dans les amas, qui est un traceur des processus d'accélération (Chapitre 4).

Chapitre 3

L'impact de la poussière sur les propriétés des amas de galaxies

Les poussières présentes dans le MIA peuvent contribuer à refroidir celui-ci (Section 2.3.2, [Montier & Giard, 2004](#)). À l'aide de simulations numériques de formation des structures implémentées avec un effet du refroidissement du gaz intra-amas par la présence de poussières, nous avons étudié l'impact de cette composante sur les propriétés d'échelle et structurelles des amas de galaxies.

3.1 Les simulations numériques

Grâce à l'avancée technologique des instruments d'observation, les informations que nous obtenons sur le monde qui nous entoure sont de plus en plus précises. Ces données permettent d'améliorer les modèles décrivant les différents processus physiques à l'origine des observations. En conséquence, les modèles deviennent de plus en plus complexes. Cette complexification rend parfois impossible les solutions analytiques. La progression des techniques d'analyse numérique, ainsi que l'accroissement des performances des machines de calcul, a permis le développement de méthodes numériques pour résoudre ces problèmes physiques.

Aujourd'hui, les simulations numériques sont utilisées en mécanique des fluides, écologie, génétique, physique des plasmas, cosmologie... Dans ces simulations, les systèmes sont modélisés (par des particules, des fonctions mathématiques...), et obéissent aux différents processus ou lois qui y sont implémentés. Les simulations numériques sont donc dépendantes des modèles utilisés et des processus implémentés. Les observations et l'amélioration des modèles théoriques permettent d'augmenter la précision et l'exactitude des résultats des simulations. Simulations numériques et observations sont donc complémentaires dans l'amélioration notre compréhension des processus qui régissent la physique des systèmes

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

étudiés.

Dans les simulations numériques de formation des grandes structures, les deux principales méthodes utilisées sont les méthodes lagrangienne et eulérienne. Dans les simulations eulériennes, l'évolution des quantités physiques d'un système est calculée en des points fixes de l'espace. Le volume de la simulation est alors divisé en cellules auxquelles sont associées les valeurs des quantités physiques. Dans les simulations lagrangiennes, les quantités physiques sont associées à des particules fluides se déplaçant dans le système.

Les deux paramètres importants des simulations numériques sont leurs résolutions spatiale et temporelle. La résolution spatiale est définie par la taille et la masse des particules, tandis que la résolution temporelle est définie par un pas de temps. Ces résolutions définissent la précision et le temps de calcul de la simulation. En effet, plus les particules seront petites, plus les systèmes seront décrits avec précision, mais plus le temps de calcul sera élevé. Il en est de même avec des pas de temps courts.

3.1.1 Les simulations à N -corps

Les amas de galaxies étant principalement constitués de matière noire, la gravitation est le moteur principal de leur formation et de leur évolution (Section 2.2). Les premières simulations numériques cosmologiques ont donc été des simulations purement gravitationnelles qui résolvaient un problème à N -corps avec une méthode particule-particule (PP, Aarseth, 1963). Dans ces simulations, contenant N particules de masse m_i , l'évolution de la position et de la vitesse de la i^e particule est calculée en additionnant la contribution des forces gravitationnelles de toutes les autres particules de la simulation s'exerçant sur la particule i . Les positions et vitesses initiales des particules étant respectivement $\vec{x}_i(0) = \vec{x}_{0,i}$ et $\vec{v}_i(0) = \vec{v}_{0,i}$, les équations suivantes sont ensuite résolues pour obtenir les nouvelles positions et vitesses des particules :

1. l'évolution de la vitesse des particules

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i \quad (3.1)$$

2. l'évolution des forces appliquées sur les particules

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = \frac{\vec{F}_i}{m_i}, \text{ avec la force gravitationnelle } \vec{F}_i = \sum_{j=1}^N \frac{G m_i m_j}{\|\vec{r}_{ij}\|^3} \vec{r}_{ij} \quad (3.2)$$

3. l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho(\vec{x}, t) \quad (3.3)$$

Cette approche étant très demandeuse en temps de calcul, d'autres méthodes de résolution numériques ont été développées :

- La méthode particule-maille (PM, [Hockney & Eastwood, 1981](#)) est une méthode hybride entre les méthodes lagrangienne et eulérienne. Cette méthode divise le volume de la boîte de la simulation avec une maille associant à chaque cellule les quantités physiques considérées. La maille est alors utilisée pour résoudre les équations [3.1](#), [3.2](#) et [3.3](#). Cette méthode est plus rapide que la méthode PP, et peut être utilisée avec un grand nombre de particules.
- La méthode particule-particule/particule-maille (P³M, [Hockney & Eastwood, 1981](#); [Efstathiou et al., 1985](#)) est divisée en deux parties : une partie PM qui calcule les forces à grande échelle, et une partie PP qui y ajoute la contribution particule-particule des petites échelles. Les codes P³M les plus récents utilisent un maillage adaptatif qui augmente le nombre de points de la grille dans les régions de forte densité, et le diminue dans les régions de faible densité. La résolution spatiale varie donc en fonction de la densité, et les calculs les plus intensifs ont lieu dans les régions denses, c'est-à-dire dans les régions où les processus physiques sont généralement les plus efficaces.
- Le code *Tree* ([Appel, 1985](#); [Barnes & Hut, 1986](#); [Hernquist, 1987](#)) est un algorithme qui divise hiérarchiquement le volume de la simulation en cellules (comme pour la méthode eulérienne) et ce, à chaque pas de temps ([Figure 3.1](#)). Chaque cellule est représentée par un noeud, auquel est associé la position du barycentre des particules, ainsi que la somme de leur masse. Un arbre (*tree*) est utilisé pour organiser les noeuds en niveaux hiérarchiques. Le noeud principal (*root*) contient tout le volume de la simulation. Celui-ci est alors divisé en un certain nombre de cellules. Ces sous-volumes sont eux-mêmes divisés, et le processus est itéré jusqu'à ce qu'il ne reste plus qu'une ou aucune particule par cellule. Ainsi, l'efficacité de cette méthode vient du fait que seules les cellules contenant des particules sont prises en compte, et que les nouvelles quantités physiques des particules sont calculées en utilisant les noeuds, et non l'ensemble des particules.

3.1.2 Les simulations hydrodynamiques

Les simulations hydrodynamiques ont quant à elles été développées pour étudier les processus non-gravitationnels. En effet, les baryons sont non-seulement sensibles à la gravitation, mais aussi aux autres forces fondamentales (force électromagnétique, force nucléaire faible, et force nucléaire forte). Les processus non-gravitationnels comme le refroidissement radiatif par émission Bremsstrahlung, la photoionisation, la formation stellaire, la conduc-

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

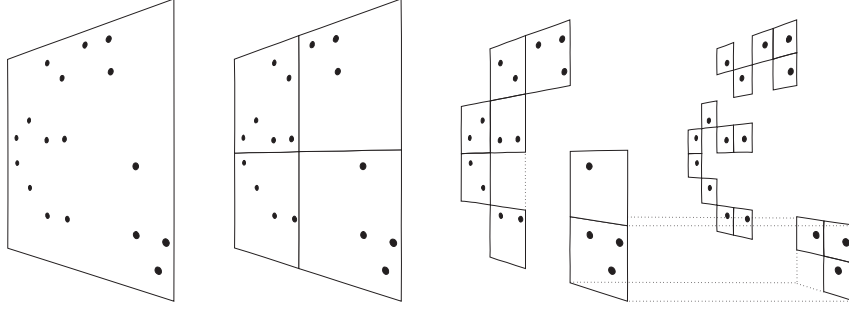


FIGURE 3.1 – Illustration de la méthode *Tree* (Springel et al., 2001).

tion thermique, la rétroaction ou l'accélération des électrons ont donc été modélisés et implémentés dans les simulations numériques.

Comme pour les simulations à N -corps, il existe une approche eulérienne et une approche lagrangienne pour calculer l'évolution des quantités physiques telles que la température, la charge électrique, la pression radiative..., nécessaires pour suivre l'évolution thermodynamique des particules. La méthode eulérienne est généralement utilisée dans le cadre de l'analyse des fluides parfaits. La méthode lagrangienne est la plus couramment utilisée dans les simulations hydrodynamiques, et notamment la méthode SPH¹ (Lucy, 1977; Gingold & Monaghan, 1977). Cette méthode résout les équations hydrodynamiques en chaque position des particules en substituant la vraie quantité physique d'une particule par une estimation obtenue à partir des particules les plus proches. Elle fait appel à une fonction de lissage qui distribue (avec par exemple une fonction similaire à une gaussienne) la quantité physique sur une longueur de lissage. Cette dernière définit alors la distance d'interaction maximale entre particules, et donc la résolution spatiale de la simulation, sa précision et son temps de calcul.

3.1.3 Les simulations numériques de formation des structures

Les premières simulations numériques de formation des structures de l'Univers ont été des simulations à N -corps purement gravitationnelles ne contenant que des particules de matière noire. Puis simulations à N -corps et simulations hydrodynamiques ont été combinées. Dans un premier temps, des simulations dites adiabatiques ont été mises en oeuvre. Ce sont des simulations purement gravitationnelles, mais contenant de la matière noire et des baryons (par exemple Navarro et al., 1995, 1997). Enfin, les différents processus non-gravitationnels gouvernant les baryons, mentionnés précédemment, ont été implémentés dans les simulations numériques (par exemple Evrard et al., 1996; Borgani et al., 2004; Kay et al., 2004).

1. *Smooth Particle Hydrodynamics*

Les codes les plus utilisés actuellement pour générer des simulations cosmologiques de formation des structures sont GADGET-2 (*Galaxies with Dark matter and Gas intEract*, Springel, 2005), HYDRA (Couchman et al., 1995; Pearce & Couchman, 1997), RAMSES (Teyssier, 2002), ou encore ENZO (O’Shea et al., 2004).

3.1.4 Le code Hydra

Pour notre étude, nous avons mis en oeuvre des simulations numériques à l’aide du code HYDRA. C’est un code particule-particule/particule-maille adaptatif AP³M qui résout le problème à N -corps, et les équations de la thermodynamique avec une méthode SPH qui conserve l’entropie. Il est implémenté avec le processus de refroidissement radiatif du gaz par émission Bremsstrahlung. Ce refroidissement permet de modéliser le processus de formation stellaire en autorisant le gaz à atteindre une densité suffisante pour que des étoiles puissent se former (par exemple Kay et al., 2000; Borgani et al., 2008b). Les particules dans la phase étoile (ou galaxie) se trouvent dans le régime de densité $\rho > 10^4 \rho_{cr}(z)$, et de température $T < 1,2 \times 10^4$ K. En effet, le gaz froid et dense forme des masses compactes d’une taille environ égale à longueur de lissage de la simulation ($25 h^{-1}$ kpc dans notre cas, c’est-à-dire de l’ordre de grandeur de la dimension spatiale d’une galaxie). Les « étoiles » (ou « galaxies ») sont donc sélectionnées parmi les particules se trouvant dans cette région du diagramme de phase. Ces particules passent alors dans une phase non-collisionnelle où elles ne participent plus à la thermodynamique du gaz.

Les processus d’enrichissement du MIA (Section 2.3.1) ne sont pas implémentés dans les simulations. Ces dernières ne sont pas non plus implémentées avec les processus de rétroaction ou de préchauffage, pour contrebalancer le refroidissement rapide du gaz intra-amas (Section 2.3.2). Dans les simulations numériques, si rien ne stoppe ce refroidissement, un emballement de la condensation du gaz se produit dans les zones les plus denses (notamment au coeur des amas) et engendre des masses de gaz froid et d’étoiles pouvant atteindre trois fois les valeurs observées (*cooling catastrophe*). Dans nos simulations, cet effet est stoppé artificiellement. En effet, la longueur de lissage des simulations a été fixée à $25 h^{-1}$ kpc. La région centrale des halos de matière n’est donc pas résolue. L’emballement ne peut se produire, et l’excès de refroidissement est donc limité. Dans notre cas, c’est donc la limitation de la résolution spatiale des simulations qui stoppe l’excès de refroidissement. Ce choix est volontaire car il nous permet de nous affranchir de cette problématique. De plus, nous nous intéressons uniquement aux effets macroscopiques de la poussière sur les amas. Enfin, ce choix nous permet de générer un grand volume d’espace ($100 h^{-1}$ Mpc) en un temps de calcul raisonnable.

En plus du refroidissement radiatif du gaz, la contribution supplémentaire du refroidissement du gaz par les poussières, basée sur la fonction de chauffage/refroidissement

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

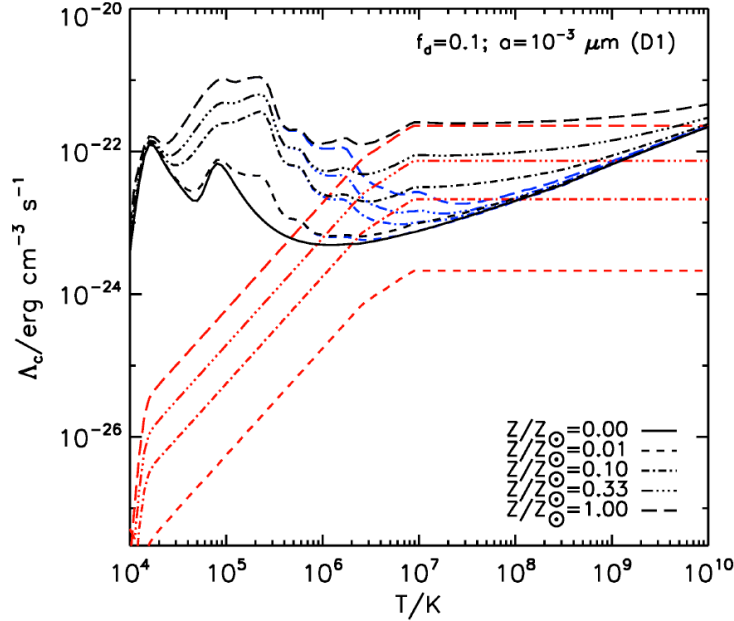


FIGURE 3.2 – Fonctions de refroidissement du gaz intra-amas utilisées dans la simulation D1 (Table 3.1) pour différentes valeurs de la métallicité du gaz. Fonctions de refroidissement totales (courbes noires), composante de refroidissement radiatif du gaz (courbes bleues), et composante de refroidissement dû à la poussière (courbes rouges).

calculée par [Montier & Giard \(2004\)](#) a été implémentée pour la première fois dans des simulations numériques (Section 2.3.2 et Figure 3.2).

3.1.5 Le jeu de simulations

Le contexte cosmologique de nos simulations est celui du modèle Λ CDM. Nous utilisons les paramètres suivants : $\Omega_m = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$, $\Omega_b = 0,0486$, $\sigma_8 = 0,9$ et $h = 0,7$.

Nous avons mis en oeuvre un jeu de sept simulations numériques afin de quantifier la contribution du refroidissement du MIA par les poussières, et son impact sur les propriétés physiques des amas de galaxies. Les caractéristiques de ces simulations sont listées dans la Table 3.1. Toutes les simulations ont été générées à partir des mêmes conditions initiales, et débutent à un *redshift* de $z = 49$. Le champ de densité initial a été construit en utilisant 4 096 000 particules de gaz et le même nombre de particules de matière noire dans un cube de $100 h^{-1}$ Mpc. Avec ces paramètres, la résolution en masse de nos simulations est respectivement de $2,1 \times 10^{10} M_\odot$ pour les particules de matière noire, et de $2,6 \times 10^9 M_\odot$ pour les particules de gaz.

La simulation A est une simulation adiabatique purement gravitationnelle. La simulation C est une simulation considérant uniquement un refroidissement radiatif du gaz, do-

Modèle	Physique	f_d	Taille des grains
A	Adiabatique (sans poussière)	-	-
C	Refroidissement (sans poussière)	-	-
D1	Refroidissement avec poussière	0.100	Fixe, $a = 10^{-3} \mu\text{m}$
D2	Refroidissement avec poussière	0.100	Distribution, $n(a) \propto a^{-3,5}$
D3	Refroidissement avec poussière	0.100	Fixe, $a = 0,5 \mu\text{m}$
D4	Refroidissement avec poussière	0.010	Distribution, $n(a) \propto a^{-3,5}$
D5	Refroidissement avec poussière	0.001	Distribution, $n(a) \propto a^{-3,5}$

TABLE 3.1 – Paramètres des simulations. L’abondance f_d est calculée à partir de l’équation 3.5.

nimé essentiellement par l’émission Bremsstrahlung au régime de température des amas. Ces deux simulations sont des simulations témoins nous permettant de valider nos simulations, et de quantifier par la suite l’impact du refroidissement additionnel du gaz dû aux poussières. Les cinq autres simulations sont implémentées en plus avec un refroidissement du gaz dû aux poussières.

Nos simulations ne contiennent aucun indicateur d’abondance de métaux ou de poussière à l’échelle des particules. Nous avons donc adopté l’hypothèse *ad hoc* d’une loi de métallicité globale à l’échelle des simulations. Cette loi intervient dans le calcul des fonctions de refroidissement radiatif et de la poussière. La métallicité a été normalisée par la valeur moyenne observée dans l’univers local, c’est-à-dire à $Z = 0,3 Z_\odot$. Nous nous attendons à ce que la métallicité du gaz intra-amas augmente au cours du temps avec les processus d’enrichissement (Sections 2.3.1 et 2.3.2). Nous avons donc choisi de modéliser cette évolution avec la loi linéaire suivante :

$$Z = 0,3(t/t_0)Z_\odot \quad (3.4)$$

où (t/t_0) est l’âge de l’univers normalisé par son âge actuel. Au cours des processus d’enrichissement du MIA, du gaz, des métaux, des étoiles et de la poussière sont transportés des galaxies vers le MIA (Section 2.3.2). Nous avons supposé que, bien que les vitesses, les longueurs de diffusion ou les temps de vie de ces matériaux soient différents, il n’y avait pas de ségrégation dans les processus de transport des galaxies vers le MIA. Nous avons donc choisi de corrélérer directement la quantité de poussière à l’abondance de métaux de la façon suivante :

$$f_d = \mu \frac{M_{dust}}{M_Z} \quad (3.5)$$

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

où $\mu = 0,597$ est la masse moyenne des particules dans le milieu intra-amas, M_{dust} est la masse de poussière, M_Z est la masse de métaux, et f_d est le paramètre d'abondance.

L'abondance de poussière et la taille des grains étant les deux paramètres conditionnant la fonction de refroidissement des poussières (Section 2.3.2), nous avons considéré différentes valeurs de ces paramètres dans les simulations implémentées avec un refroidissement du gaz dû aux poussières.

Trois valeurs du paramètre f_d ont été testées : $f_d = 0,001$, $0,01$ et $0,1$. La valeur intermédiaire est l'abondance théorique suggérée par Dwek et al. (1990). Les deux valeurs extrêmes forment un intervalle englobant les différentes contraintes observationnelles actuelles sur l'abondance de poussière dans le MIA, c'est-à-dire un rapport de masse de poussière sur masse de gaz intra-amas M_{dust}/M_{gas} compris entre environ 0,01% et 1% de la valeur du milieu interstellaire (Chelouche et al., 2007; Muller et al., 2008; Giard et al., 2008; Krick et al., 2011).

Trois cas de taille de grains de poussière ont été considérés : une population de petits grains ayant une taille de $10^{-3} \mu\text{m}$, une population de gros grains ayant une taille de $0,5 \mu\text{m}$, et une population de grains ayant une distribution en taille. Cette distribution a été définie suivant la prescription donnée par Mathis et al. (1977) pour la poussière galactique : $n(a) \propto a^{-3,5}$ dans l'intervalle $[0,001 - 0,5] \mu\text{m}$. La taille des petits et des gros grains forme un intervalle à l'intérieur duquel :

- les grains sont assez petits pour que leur vitesse d'échappement soit suffisante pour qu'ils puissent être expulsés des galaxies vers le MIA.
- les grains sont assez gros pour ne pas être complètement détruit par collision dans les halos galactiques au cours des processus de transport vers le MIA.

3.1.6 La validation des simulations

L'impact du refroidissement radiatif des baryons sur les halos de matière noire est une question étudiée depuis un certain nombre d'années (par exemple Tissera & Dominguez-Tenreiro, 1998; Gnedin et al., 2004). À partir de simulations cosmologiques de hautes résolutions¹, et dans un contexte cosmologique similaire au notre, ces études ont montré que les halos de matière noire se condensent sous l'effet du refroidissement des baryons (Figure 3.3). Les profils de densité de baryons et de matière noire sont significativement plus élevés aux centres des halos générés dans les simulations implémentées avec un refroidissement radiatif du gaz, par rapport aux simulations purement gravitationnelles. Cela est aussi le cas pour les profils de masse cumulée correspondants. Les amas de galaxies générés dans les simulations implémentées avec un refroidissement radiatif du gaz sont

1. Les particules de matière noire des simulations de Gnedin et al. (2004) ont une résolution spatiale d'environ $2,44 h^{-1} \text{ kpc}$ et une masse de $2,7 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$.

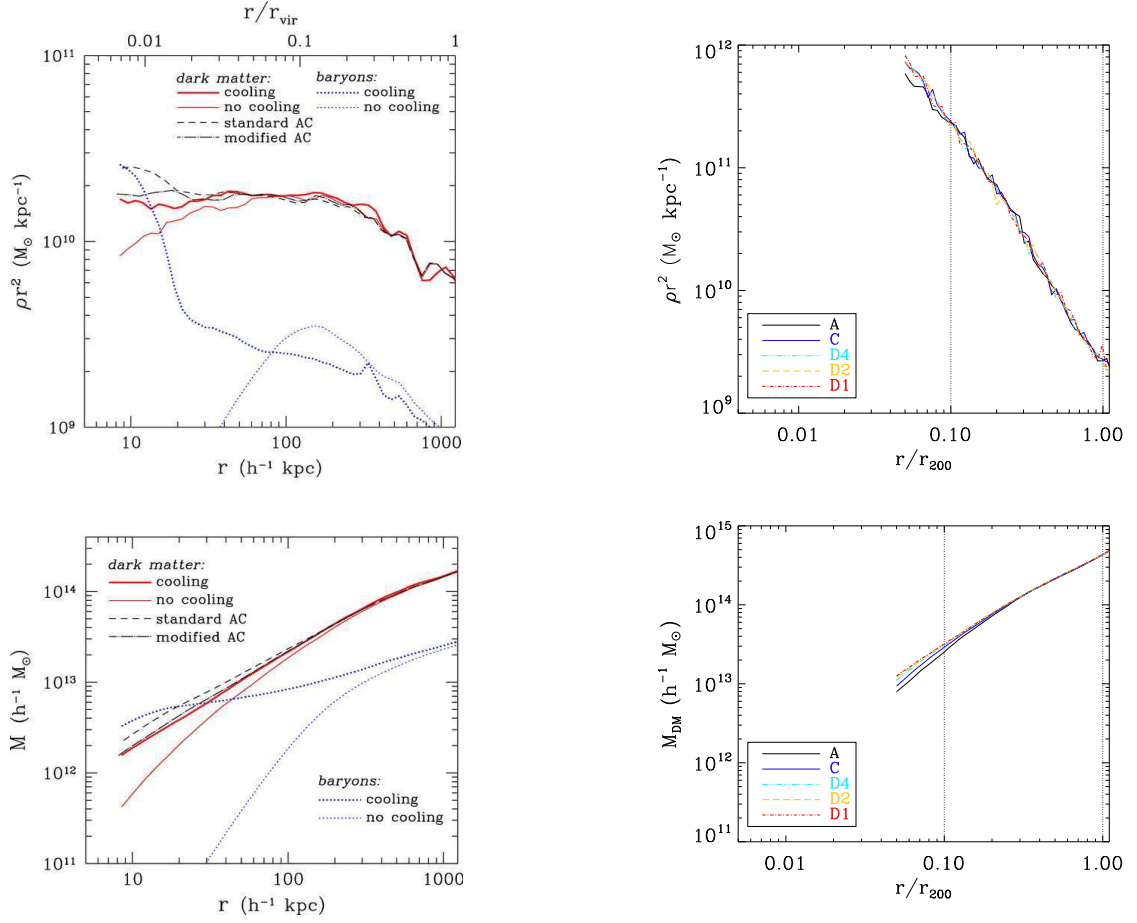


FIGURE 3.3 – Profils de densité de matière noire (en haut à gauche) et de masse cumulée correspondante (en bas à gauche) obtenus par Gnedin et al. (2004) pour un amas simulé. Profils de densité de matière noire (en haut à droite) et de masse cumulée correspondante (en bas à droite) pour l’amas le plus massif de notre échantillon, où l’effet de condensation est le plus important. On considère $r_{\text{vir}} \simeq r_{200}$.

donc plus denses, plus concentrés et ont une distribution de matière plus piquée que les amas générés dans des simulations purement gravitationnelles.

Les profils de densité et de masse dérivés par Gnedin et al. (2004) montrent que, excepté pour les écarts probablement dus à l’effet de sous-structuration des amas, le refroidissement radiatif des baryons augmente significativement la densité et la masse de matière noire des amas à l’intérieur de $R < 0,04 \times R_{200}$ ¹. Les profils de masse présentent un écart allant jusqu’à environ 10% à $0,1 \times R_{200}$ entre les amas générés avec un refroidissement radiatif et ceux générés seulement avec de la gravitation.

Les effets de condensation du gaz sont similaires sur nos profils de masse de matière

1. Gnedin et al. (2004) et Kravtsov et al. (2005) utilisent le même contexte cosmologique que nous. On considère donc ici que $r_{\text{vir}} \simeq R_{200}$.

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

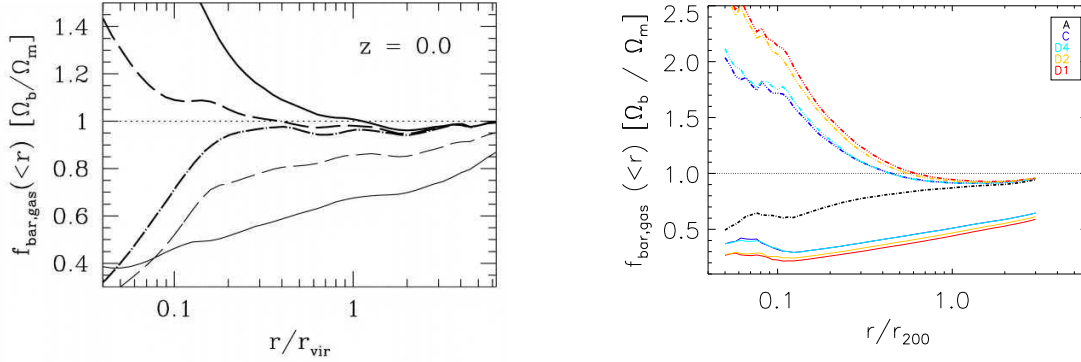


FIGURE 3.4 – Effet du refroidissement radiatif sur les profils cumulés de fractions de gaz et de baryons à $z = 0$ dans les simulations numériques de Kravtsov et al. (2005) (à gauche), et dans nos simulations (à droite). Les lignes tiret-point montrent les fractions de baryons (gaz et étoiles), et les lignes continues montrent les fractions de gaz (uniquement le gaz). Les lignes tirets montrent les résultats de Kravtsov et al. (2005) pour $z = 2$. Les lignes tiret-point montrent les résultats pour les simulations adiabatiques. On considère $r_{vir} \simeq r_{200}$.

noire, bien que nos simulations ne soient pas implémentées avec le processus de rétroaction comme celles de Gnedin et al. (2004). Les écarts sur leurs profils ne sont visibles qu'à partir de $R \lesssim 0,1 \times R_{200}$ (Section 3.1.4). En conséquence, la résolution de nos simulations ne nous permet pas d'observer ces effets sur nos profils de densité. Pour les profils de masse, les profils commencent à diverger à partir de $R < 0,2 \times R_{200}$ pour atteindre un écart de 8% entre les simulations A et C à $0,1 \times R_{200}$. Les simulations incluant l'effet du refroidissement du gaz par les poussières sont des simulations ayant un refroidissement du gaz plus important que les simulations implémentée uniquement avec un refroidissement radiatif classique. L'effet de condensation y est donc amplifié. En effet, l'écart sur les profils de masse entre les simulations A et D1, à $0,1 \times R_{200}$, est d'environ 14%. C'est plus spécifiquement cet effet de refroidissement supplémentaire, quantifié par l'écart entre les simulations C et D que nous souhaitons étudier.

D'autre part, les effets du refroidissement radiatif du gaz et de la formation stellaire sur les fractions de gaz et de baryons des amas de galaxies (Section 1.5) ont aussi été quantifiés à l'aide de simulations numériques (Figure 3.4, Kravtsov et al., 2005). Ces auteurs ont mis en évidence des écarts systématiques et significatifs entre les fractions de gaz et de baryons cumulées de leur simulation avec un refroidissement radiatif du gaz par rapport à leur simulation purement gravitationnelle, et ce, à l'intérieur de R_{vir} . La fraction de gaz est plus faible dans le premier cas, à cause du passage des particules de gaz froides denses en phase « étoiles ». La fraction de baryons, qui est la somme des masses de gaz et d'étoiles, est elle, plus importante. Les effets sont similaires dans nos simulations

(Figure 3.4). L'effet de condensation y est néanmoins plus important, dû au léger excès de refroidissement se produisant à l'endroit des pics de densité (Section 3.1.4).

Nous pouvons donc valider notre simulation adiabatique, qui se comporte de façon normale. L'effondrement des halos, la formation des structures et les effets gravitationnels y sont modélisés correctement. Nous nous affranchissons donc du modèle A, qui ne présente pas d'intérêt particulier dans le cadre de notre étude, afin de nous focaliser sur les simulations implémentées avec du refroidissement.

3.1.7 Les catalogues de halos

Pour chaque cube de données, c'est-à-dire pour chaque sauvegarde d'une simulation à un *redshift* donné, il est possible d'identifier les amas de galaxies formés, et d'établir un catalogue d'amas de galaxies. L'algorithme de recherche des halos ne s'applique qu'à la composante de matière noire (Thomas et al., 1998; Muanwong et al., 2001; da Silva et al., 2004). Il calcule la densité de chaque particule de matière noire avec une méthode SPH qui moyenne la valeur des 32 particules les plus proches. Cette méthode permet d'avoir un intervalle de densité continu, ainsi que des valeurs moins sensibles aux fluctuations poissonniennes (ce qui n'est pas le cas pour la méthode *friends-of-friends*). L'algorithme sélectionne ensuite les particules de matière noire ayant un contraste de densité supérieure à δ fois la densité critique de l'Univers à un *redshift* z . On fait l'hypothèse que les amas présente une symétrie sphérique. On fait ensuite grandir une sphère autour de ces particules jusqu'à ce que la masse atteigne une valeur de :

$$M_\delta(< R_\delta) = \frac{4\pi R_\delta^3}{3} \delta \rho_{cr}(z) \quad (3.6)$$

où δ est un contraste de densité fixé (Section 2.1).

Les catalogues contiennent les halos ayant au moins 500 particules de gaz et de matière noire, c'est-à-dire ayant une masse supérieure à $M \gtrsim 1,18 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$. Leurs propriétés physiques (rayon, masse, coordonnées du centre, température et entropie du gaz...) sont calculées à l'intérieur de R_{2500} , R_{1000} , R_{500} , R_{200} et R_{178} , c'est-à-dire respectivement pour $\delta = 2500$, $\delta = 1000$, $\delta = 500$, $\delta = 200$ et $\delta = 178$. Dans notre étude, nous utiliserons principalement les quantités à R_{200} , et ne considérons que les halos ayant une masse $M > 5 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$, pour ne conserver que le régime des groupes massifs et des amas de galaxies. En effet, les halos de masse inférieure sont plutôt considérés comme des groupes de galaxies de faible masse.

Les quantités physiques utilisées dans notre étude sont la masse totale, M , la masse de gaz, M_{gas} , la température pondérée par la masse, T_{mw} , l'entropie pondérée par la masse, S_{mw} , le paramètre de Compton intégré, Y , la luminosité bolométrique aux longueurs

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

d'onde X excisée du centre, L_X ¹, et les fractions de gaz, f_{gas} , et de baryons, f_b . Elles ont été calculées de la manière suivante (da Silva et al., 2004) :

$$M = \sum_k m_k \quad (3.7)$$

$$M_{gas} = \sum_i m_i \quad (3.8)$$

$$T_{mw} = \frac{\sum_i m_i T_i}{\sum_i m_i} \quad (3.9)$$

$$S_{mw} = \frac{\sum_i m_i k_B T_i n_i^{-2/3}}{\sum_i m_i} \quad (3.10)$$

$$Y = \frac{k_B \sigma_T}{m_e c^2} \frac{(1 + X)}{2 m_H} \sum_i m_i T_i \quad (3.11)$$

$$L_X = \sum_i \frac{m_i \rho_i \Lambda_{bol}(T_i, Z)}{(\mu m_H)^2} \quad (3.12)$$

$$f_{gas} = \frac{M_{gas}}{M_{tot}} \quad (3.13)$$

$$f_b = \frac{M_{gas} + M_*}{M_{tot}} \quad (3.14)$$

où les sommes sur l'indice i se font sur les particules de gaz chaud ($T_i > 10^5$ K), et les sommes sur l'indice k se font sur toutes les particules (baryons et matière noire) à l'intérieur de R_{200} . Les quantités m_i , T_i , n_i et ρ_i sont respectivement la masse, la température, la densité de particule et la densité massique du gaz. Λ_{bol} est la fonction de refroidissement bolométrique (Sutherland & Dopita, 1993), et Z est la métallicité du gaz. Les autres quantités sont la constante de Boltzmann, k_B , la section efficace de Thomson, σ_T , la masse de l'électron au repos, m_e , la vitesse de la lumière, c , la fraction de masse d'hydrogène ($X = 0,76$), la masse moléculaire moyenne, μ , et la masse d'un atome d'hydrogène, m_H . Enfin, M_{tot} est la masse totale de l'amas, M_{gas} , sa masse de gaz, et M_* est sa masse stellaire.

1. Nous excisons les 50 h^{-1} kpc centraux des luminosités X de tous les amas pour éviter les biais liés à la présence d'un coeur froid au centre des amas.

3.2 L'impact de la poussière sur les propriétés d'échelle des amas

Les amas de galaxies ayant des propriétés globales auto-similaires (Section 2.2.2.1), nous nous sommes intéressés à l'impact de la poussière sur les relations d'échelle qui lient l'ensemble de leurs propriétés physiques à leur masse totale (da Silva et al., 2009). Les propriétés physiques des amas générés dans nos simulations numériques ont été utilisées pour contraindre ces relations. Nous avons analysé en particulier les relations entre la masse des amas de galaxies, M , et la température pondérée par la masse, T_{mw} , l'entropie pondérée par la masse, S_{mw} , le paramètre de Compton intégré, Y , et la luminosité X bolométrique excisée du centre, L_X . Nous avons formulé ces relations d'échelle de la façon suivante :

$$T_{mw} = A_{TM}(M/M_0)^{\alpha_{TM}}(1+z)^{\beta_{TM}}E(z)^{2/3} \quad (3.15)$$

$$S_{mw} = A_{SM}(M/M_0)^{\alpha_{SM}}(1+z)^{\beta_{SM}}E(z)^{-2/3} \quad (3.16)$$

$$Y = A_{YM}(M/M_0)^{\alpha_{YM}}(1+z)^{\beta_{YM}}E(z)^{2/5} \quad (3.17)$$

$$L_X = A_{LM}(M/M_0)^{\alpha_{LM}}(1+z)^{\beta_{LM}}E(z)^{7/3} \quad (3.18)$$

où $M_0 = 10^{14} \text{ M}_\odot$ et $E(z)$ est le facteur d'évolution (Équation 1.20). Les modèles auto-similaires prédisent que les lois d'échelle évoluent avec le *redshift* (par exemple Kaiser, 1986). Cette évolution est représentée ici par la loi de puissance $E(z)^\gamma$. Pour quantifier l'écart de nos lois d'échelles par rapport à l'évolution auto-similaire, nous avons ajouté un terme d'évolution supplémentaire sous forme d'une loi de puissance $(1+z)^\beta$. Les relations sont ajustées linéairement (da Silva et al., 2004; Aghanim et al., 2009). Les paramètres libres A , α et β sont alors respectivement la normalisation de la relation d'échelle à $z = 0$, la pente de la relation, et l'écart à l'évolution du cas auto-similaire.

Afin de conserver une statistique suffisante sur les populations d'amas à chaque *redshift* étudié, nous avons limité notre étude à $z \leq 1.5$. Au-delà de ce *redshift*, le nombre d'amas au régime de masse auquel nous travaillons (c'est-à-dire $M > 5 \times 10^{13} h^{-1} \text{ M}_\odot$) est inférieur à dix.

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

3.2.1 Contraintes dans l'univers local ($z = 0$)

La Figure 3.5 montre les relations d'échelle $T_{mw} - M$, $S_{mw} - M$, $Y - M$, et $L_X - M$ pour les quantités calculées à l'intérieur de R_{200} . Les graphiques montrent les distributions des quantités physiques en fonction de la masse pour les simulations C, D4, D2, et D1. Les encarts dans chacun des graphiques montrent les meilleurs ajustements linéaires, comparés à la simulation C. Les paramètres des meilleurs ajustements sont listés dans la Table 3.2. Nous avons choisi de ne montrer que 3 des 5 simulations implémentées avec un refroidissement supplémentaire dû à la poussière pour mettre en évidence l'effet de la poussière en fonction de ses paramètres physiques : les simulations D1, D2 et D4 (Table 3.1). Les simulations D4 et D2 sont toutes deux implémentées avec une distribution en taille des grains de poussière, mais l'abondance de poussière de la simulation D2 est supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à la simulation D4. La simulation D1 est implémentée avec la même abondance de poussière que la simulation D2, mais avec des petits grains de poussière.

Pour cette étude, nous n'avons conservé que les amas de galaxies ayant une masse supérieure à $M > 5 \times 10^{13} h^{-1} M_\odot$ (Section 3.1.7). Nous avons ainsi obtenu des échantillons d'au moins 60 amas à $z = 0$. Ce nombre diminue à environ 20 à $z = 1$.

L'entropie et la luminosité X sont des quantités étroitement liées à la physique du gaz. Elles sont donc sensibles aux processus non-gravitationnels. Par conséquent, les relations d'échelle qui les lient à la masse présentent des dispersions intrinsèques plus importantes que les lois d'échelle faisant intervenir Y ou T_{mw} (ces deux derniers paramètres étant fortement liés à la masse totale des amas).

L'analyse des relations d'échelle de la Figure 3.5 montre que si les pentes de ces relations ne sont pas significativement modifiées, leur normalisation varient d'autant plus que le refroidissement dû à la poussière est efficace. Pour le modèle D1, les écarts vont jusqu'à 25% pour la relation $L_X - M$ et jusqu'à 10% pour les relations $S_{mw} - M$ et $Y - M$, par rapport au modèle C.

La relation $T_{mw} - M$ est peu modifiée par l'addition du refroidissement du gaz par la poussière, mais la normalisation des relations des modèles incluant de la poussière est tout de même systématiquement plus élevée que celle du modèle C.

L'ajout de poussière fait donc augmenter la température et l'entropie des amas de galaxies. Ce comportement contre-intuitif s'explique par le fait que le refroidissement supplémentaire provenant des poussières accélère le processus de formation stellaire. Dans nos simulations, cela se traduit par le passage des particules de gaz froides en denses en phase non-collisionnelle ne participant plus à la thermodynamique du gaz (Section 3.1.4). Déplété de ses particules les plus froides, la température et l'entropie du gaz sont alors plus

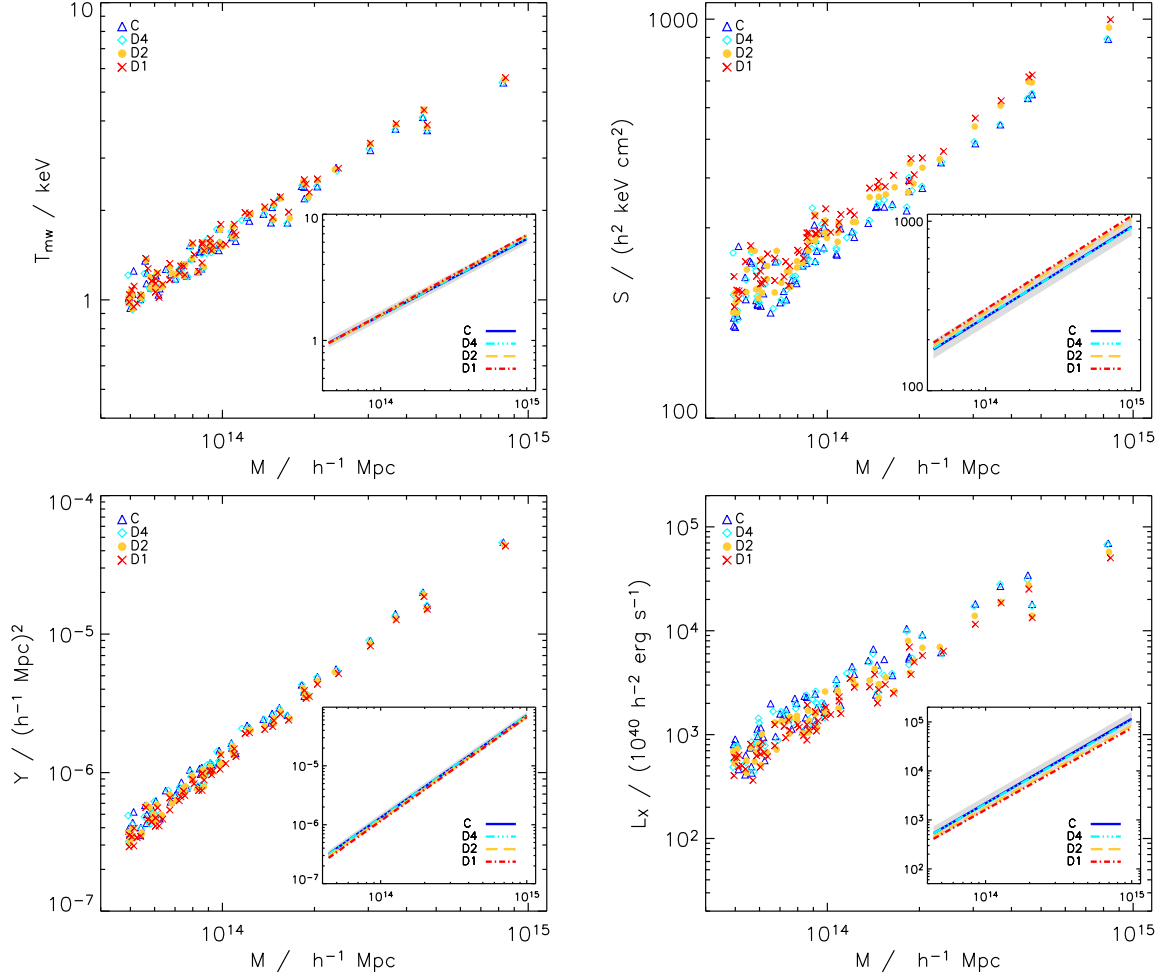


FIGURE 3.5 – Relations d’échelle $T_{mw} - M$ (en haut à gauche), $S_{mw} - M$ (en haut à droite), $Y - M$ (en bas à gauche), et $L_X - M$ (en bas à droite), à $z = 0$. La couleur bleue et les triangles représentent la simulation témoin C, le cyan et les losanges sont pour la simulation D4, le jaune et les cercles sont pour la simulation D2, et le rouge et les croix sont pour la simulation D1. Les lignes dans les encadrés sont les meilleurs ajustements linéaires, et les zones grisées sont les dispersions associées pour le modèle C.

élevées. En comparaison du modèle C, cela implique des normalisations plus élevées pour les relations $S_{mw} - M$ et $T_{mw} - M$, et plus basses pour les relations $Y - M$ et $L_X - M$. Pour ces dernières, cela est dû à la densité et à la fraction de gaz plus faibles.

La Figure 3.5 montre aussi clairement les effets de taille et d’abondance de la poussière. En effet, ces deux paramètres physiques de la poussière conditionnent la fonction de refroidissement (Section 2.3.2). Les écarts de normalisation des lois d’échelles entre les simulations D4 et D2, et entre les simulations D2 et D1 sont quasiment identiques. Cela veut dire qu’augmenter l’abondance de poussière d’un ordre de grandeur des simulations D4 à D2 a autant d’impact que de passer de la distribution en taille de grain ($n(a) \propto a^{-3.5}$)

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

de la simulation D2 aux grains de petite taille ($a = 10^{-3}\mu\text{m}$) de la simulations D1. Pour modéliser correctement le refroidissement du gaz dû aux poussières, il est donc fondamental de contraindre la distribution en taille des grains de poussière qui sont injecté dans le MIA (Section 3.4).

3.2.2 Évolution des relations d'échelles

La Figure 3.6 montre l'évolution des relations d'échelles $T_{mw} - M$, $S_{mw} - M$, $Y - M$, et $L_X - M$ avec le *redshift*, et ce, jusqu'à $z = 1$.

Nos résultats montrent que les pentes α des relations d'échelle ne sont pas sensibles au refroidissement du gaz par les poussières. Il n'y a pas de brisure de similarité dû à ce refroidissement supplémentaire du gaz. Cela vient de l'implémentation de la quantité de poussière dans nos simulations, qui est liée à la quantité de métaux, et qui évolue linéairement avec le *redshift* (Section 3.1.5). Nos résultats montrent aussi qu'il n'y a pas de variations systématiques des paramètres avec le *redshift*. La dispersion croissante des paramètres au-delà de $z \simeq 0,3$ est due au nombre décroissant d'amas de notre échantillon (Section 3.2.1).

Comme pour nos résultats à $z = 0$, l'impact de la poussière s'observe sur la normalisation des relations d'échelle. L'efficacité du refroidissement par les poussières des différentes simulations par rapport à la simulation C est la même que pour les résultats dans l'Univers local, c'est-à-dire, par ordre croissant : D4, D2, et D1. Excepté pour la relation $T_{mw} - M$, dont les écarts de normalisation par rapport à la simulation C sont faibles, mais néanmoins systématiquement plus élevés, la normalisation de toutes les autres corrélations est significativement modifiée par rapport à la simulation C. En effet, les meilleurs ajustements des normalisations pour les modèles D2 et D1, avec leurs erreurs associés ne se superposent pas.

Par rapport à l'évolution prédite par les modèles auto-similaires, à plus haut *redshift*, l'évolution des paramètres de nos lois d'échelle est négative pour les relations $T_{mw} - M$ et $S_{mw} - M$, et positive pour les relations $Y - M$ et $L_X - M$. C'est-à-dire qu'à plus haut *redshift*, la température et l'entropie du gaz intra-amas sont moins élevées, et que son paramètre de Compton et sa luminosité X sont plus élevés. Cela est directement lié à l'évolution des propriétés du MIA, et confirme les résultats dérivés pour des simulations numériques de formation des structures équivalentes (par exemple [da Silva et al., 2004](#); [Aghanim et al., 2009](#)).

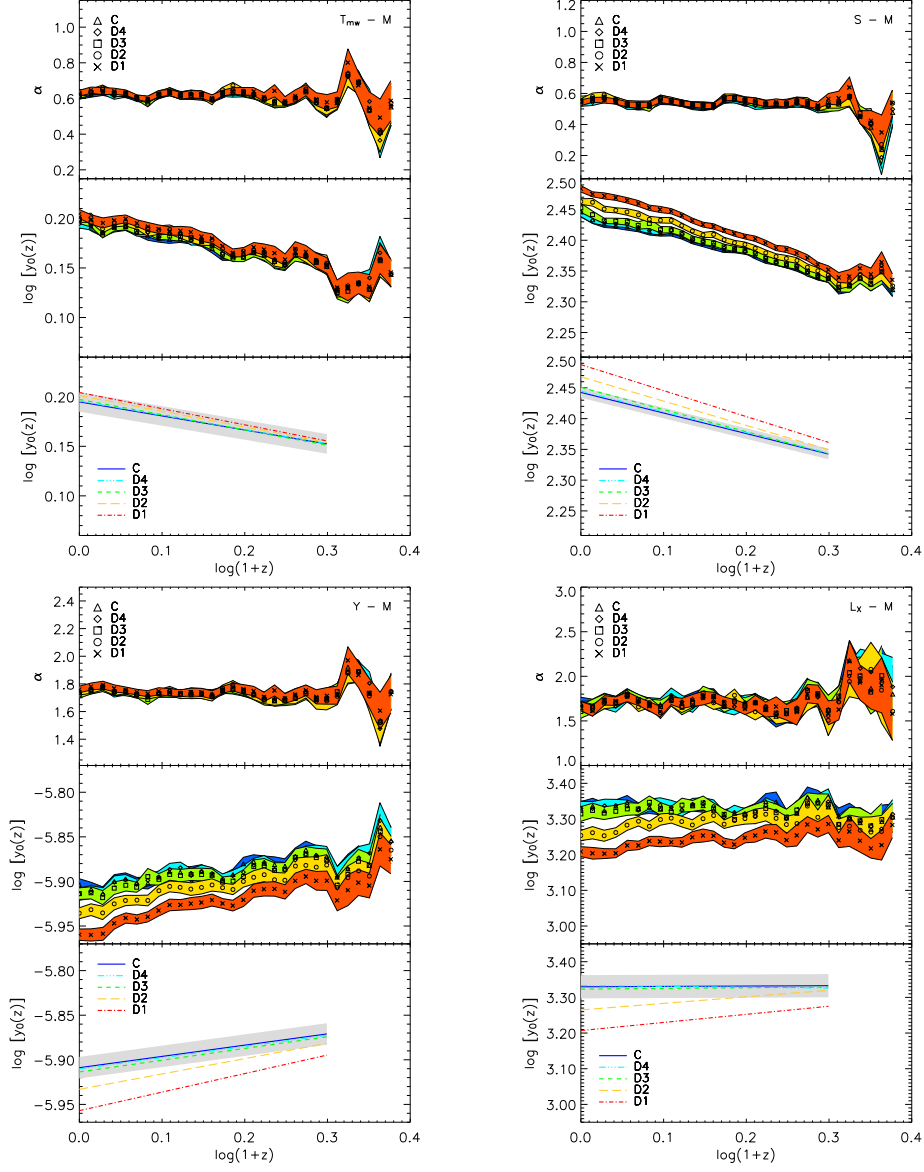


FIGURE 3.6 – Évolution des paramètres des lois d'échelle en fonction du *redshift* : la pente (cadrant du haut), la normalisation (cadrant du milieu), et le meilleur ajustement linéaire de la normalisation (cadrant du bas) pour les relations d'échelle $T_{mw} - M$ (en haut à gauche), $S_{mw} - M$ (en haut à droite), $Y - M$ (en bas à gauche), et $L_X - M$ (en bas à droite). Le simulation C est représentée par les triangles et la ligne continue, la D4 par les losanges et les trois points-tiret, la D3 par les carrés et les tirets courts, la D2 par les cercles et les tirets, et la D1 par les croix et les points-tirets. Les bandes de couleurs sont les erreurs associées aux meilleurs ajustements linéaires pour chaque *redshift*. Les zones grisées du panneau du bas sont les dispersions associées aux ajustements des normalisations du modèle C.

	Model C	Model D5	Model D4	Model D3	Model D2	Model D1
$T_{mw} - M$						
α_{TM}	$0,61 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,02$	$0,62 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,02$
$\log A_{TM}$	$0,195 \pm 0,002$	$0,195 \pm 0,003$	$0,196 \pm 0,002$	$0,197 \pm 0,003$	$0,201 \pm 0,002$	$0,204 \pm 0,002$
β_{TM}	$-0,14 \pm 0,01$	$-0,14 \pm 0,01$	$-0,14 \pm 0,01$	$-0,15 \pm 0,01$	$-0,16 \pm 0,01$	$-0,16 \pm 0,01$
$S - M$						
α_{SM}	$0,55 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,03$	$0,55 \pm 0,02$	$0,54 \pm 0,02$
$\log A_{SM}$	$2,443 \pm 0,002$	$2,444 \pm 0,002$	$2,445 \pm 0,002$	$2,451 \pm 0,002$	$2,468 \pm 0,002$	$2,488 \pm 0,002$
β_{SM}	$0,33 \pm 0,01$	$-0,34 \pm 0,01$	$-0,34 \pm 0,01$	$-0,36 \pm 0,01$	$-0,40 \pm 0,01$	$-0,42 \pm 0,01$
$Y - M$						
α_{YM}	$1,74 \pm 0,03$	$1,72 \pm 0,03$	$1,73 \pm 0,03$	$1,72 \pm 0,02$	$1,74 \pm 0,02$	$1,76 \pm 0,02$
$\log A_{YM}$	$-5,909 \pm 0,002$	$-5,907 \pm 0,002$	$-5,910 \pm 0,002$	$-5,914 \pm 0,002$	$-5,933 \pm 0,002$	$-5,957 \pm 0,002$
β_{YM}	$0,12 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,01$
$L_X - M$						
α_{LM}	$1,69 \pm 0,07$	$1,68 \pm 0,07$	$1,65 \pm 0,07$	$1,61 \pm 0,08$	$1,67 \pm 0,05$	$1,67 \pm 0,05$
$\log A_{LM}$	$3,330 \pm 0,006$	$3,334 \pm 0,006$	$3,333 \pm 0,005$	$3,323 \pm 0,005$	$3,265 \pm 0,005$	$3,207 \pm 0,004$
β_{LM}	$0,01 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,03$	$0,18 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$

TABLE 3.2 – Valeurs de la pente, α , de la normalisation, $\log A$, et de l'écart en *redshift* par rapport au modèle auto-similaire, β , ainsi que leur erreur à 1σ pour les meilleurs ajustements linéaires des relations d'échelles. Ces valeurs ont été obtenues dans l'intervalle de *redshift* $0 < z < 1$.

3.3 L’impact de la poussière sur les propriétés structurales

Afin d’aller plus loin dans cette étude, nous nous sommes ensuite intéressés à l’étude de l’impact de la poussière sur les propriétés structurales des amas, c’est-à-dire non plus à l’effet du refroidissement par les poussières sur les quantités physiques globales des amas (à l’intérieur de R_{200}), mais à l’étude de l’effet de la poussière sur la distribution spatiale de la matière baryonique et de la matière noire au sein des amas de galaxies. Pour cela, nous avons étudié la structure radiale (à une dimension) des amas à l’aide de profils radiaux moyens de température pondérée par la masse (T_{mw}), d’entropie pondérée par la masse (S_{mw}), de densité de gaz (ρ_{gas}) et de masse de gaz (M_{gas}) des amas générés dans nos simulations. Puis, de la même façon que pour les quantités physiques globales (Section 3.2), nous avons quantifié les écarts entre les profils dérivés des simulations implémentées avec un refroidissement du gaz dû à la poussière, et ceux dérivés du cas radiatif standard de la simulation C.

3.3.1 Les critères de sélection des amas

Pour conduire cette étude, un échantillon d’amas de galaxies statistiquement représentatif a été défini. Seuls les amas à l’équilibre hydrostatique ont donc été conservés. En effet, les amas dynamiquement perturbés introduisent des biais importants dans les analyses où l’on suppose que les amas sont relaxés, virialisés, à symétrie sphérique, et à l’équilibre hydrostatique (Section 3.1.7).

Pour quantifier la sous-structuration des halos, et donc l’état dynamique de nos amas de galaxies, nous avons utilisé le paramètre de sous-structure : $s = d/R_{200}$, où d est la distance comprise entre le centre d’un amas A_1 (c’est-à-dire au maximum de densité du halo), et le centre du deuxième pic de densité A_2 (correspondant à un sous-halo, c’est-à-dire à un groupe ou un autre amas en cours de fusion avec le halo principal). Dans ce contexte, un paramètre de sous-structure égal à $s = 0$ indique la présence d’un seul pic de densité majeur, et donc une structure unique quasiment relaxée. Au contraire, une valeur de $s = 1$ traduit deux pics distincts correspondants à deux halos encore relativement indépendants, entrants dans un processus de fusion ou de collision. En d’autres termes, le centre de l’amas A_2 entre dans les parties externes de l’amas A_1 , et, dans sa globalité, la structure est dynamiquement perturbée et correspond à un amas bimodal. Nous avons estimé que les amas ayant un paramètre de sous-structure $s < 0,15$ étaient des halos suffisamment relaxés pour être considérés à l’équilibre hydrostatique. En effet, en-dessous de $s < 0,15$, si les deux pics de densité sont encore séparés, les régions externes du halo principal et du sous-halo sont confondues. Nous avons alors considéré que la fusion était achevée et que les processus de relaxation dynamique avaient conduit à leur équilibre hydrostatique. Il est possible de quantifier l’état dynamique des amas de façons différentes. Par exemple,

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

pour l'échantillon REXCESS, Böhringer et al. (2010) ont utilisé la méthode des rapports de puissance (*power ratios*), et le paramètre w , qui quantifie le décalage du centre du halo avec l'augmentation du rayon (voir aussi Maughan et al., 2012). Tout comme notre paramètre s , ces indicateurs sont sujets à une dispersion importante. Ces différentes estimations de la sous-structuration des halos ne permettent donc pas une quantification exacte de leur état dynamique, mais seulement une indication de cet état au sens statistique.

Pour quantifier l'impact de la poussière sur les amas des différentes simulations, il nous a fallu définir un échantillon d'amas identifiés dans chacune des simulations. La simulation C a été notre simulation témoin. Les amas ayant une masse $M > 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$ (Section 3.1.7) et un paramètre de sous-structure $s < 0,15$ ont donc d'abord été sélectionnés dans celle-ci. Pour chacun des amas A_i^C de la simulation C, et pour tous les amas de chacune des simulations D, nous avons calculé la distance entre la position des centres des amas, à partir des coordonnées des halos fournies dans chacun des catalogues. L'amas A_i^D se situant à la distance minimale d_m et à une distance inférieure au rayon R_{200} de l'amas A_i^C a ensuite été identifié comme correspondant à l'amas A_i^C dans les simulations D. Dans les quelques cas où la distance d_m était supérieure à R_{200} , les propriétés physiques des deux amas (masse, température, entropie...) ont alors été comparées. Lorsque les valeurs étaient similaires entre les halos A_i^C et A_i^D , nous avons considéré l'identification valide.

Une fois l'identification complétée, le critère de sélection dynamique ($s < 0,15$) a été appliqué aux amas des simulations D. Nous avons finalement obtenu un échantillon de 44 amas relaxés et identifiés dans les sept simulations à $z = 0$, et respectivement 41 amas à $z = 0,25$, 28 amas à $z = 0,5$ et 15 amas à $z = 1$.

3.3.2 L'extraction des profils radiaux

Les profils radiaux ont été calculés en utilisant les particules situées dans une sphère de $3 \times R_{200}$ autour du centre des amas, et de sorte à avoir un nombre constant de particules par anneau. Le choix de ce nombre de particules définit la taille des anneaux. Il s'est effectué en considérant plusieurs critères. D'une part, le nombre de particules par anneau se devait d'être suffisant pour que la distribution des particules dans chaque anneau soit gaussienne. De plus, ce nombre devait être assez élevé pour minimiser la dispersion statistique autour des profils moyens. Finalement, il ne devait pas être trop important pour ne pas définir une taille d'anneau trop large qui lisserait les profils en lavant les petites structures. Ce dernier critère est capital pour pouvoir contraindre efficacement la partie interne des amas. En outre, le choix de ce critère est complexe car il est dépendant de la masse des amas. En effet, les amas de faibles masses contiennent moins de particules que les amas plus massifs. Le nombre d'anneaux défini dans leur cas est donc plus petit, et le premier anneau est plus large (en unité de rayon d'échelle R_{200}). L'information sur la structure interne des amas

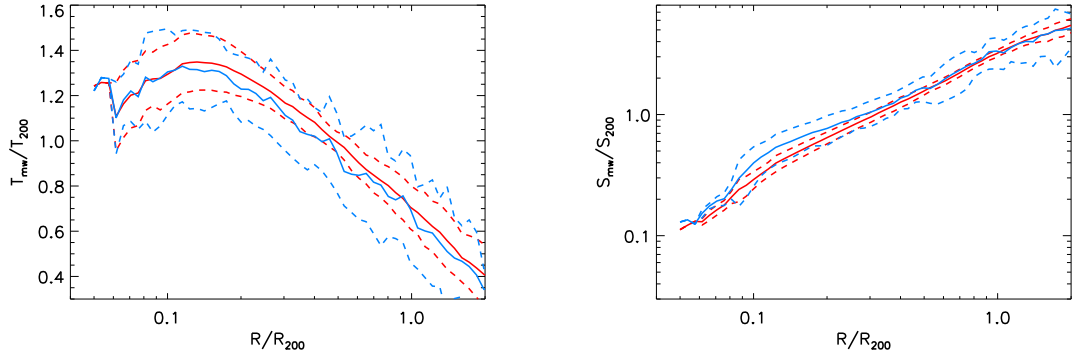


FIGURE 3.7 – Profils moyens (traits pleins rouges), profils médians (traits pleins bleu), et leurs erreurs associées (en tirets), pour les profils de température (à gauche) et d’entropie (à droite) de la simulation C.

de faibles masses est donc plus diluée que celle des amas plus massifs. Après un certain nombre de tests, nous avons atteint un compromis entre les différentes contraintes en adoptant un nombre de 100 particules par anneau. Le choix d’un nombre de particule fixe par anneau permet de nous assurer d’une statistique identique sur l’ensemble de chacun des profils.

Les profils radiaux ont alors été calculés en moyennant statistiquement les valeurs individuelles des particules dans chaque anneau, sauf pour les profils de masse, et de fractions de gaz et de baryons, qui sont des quantités cumulées.

Pour s’assurer que la distribution des particules dans chaque anneau était gaussienne, les profils radiaux de température et d’entropie ont aussi été calculés en utilisant la valeur médiane des quantités des particules dans chaque anneau. La comparaison des profils « moyens » et « médians » est présentée à la Figure 3.7. Les profils « moyens » et « médians » sont compatibles à 1σ . Les profils « médians » présentent toutefois des dispersions statistiques plus élevées. Les profils « moyens » et « médians » calculés pour les simulations D sont identiques. Nous avons donc considéré dans la suite de notre analyse que la statistique était gaussienne.

L’effet de la poussière est relativement modeste par rapport au refroidissement radiatif. Nous avons donc investigué l’effet du refroidissement par la poussière sur les profils de notre échantillon d’amas de galaxies de façon statistique.

Comme nos anneaux sont définis avec un nombre de particules constant, nos amas ne sont pas échantillonnés de la même manière. Notre amas le moins massif ($M = 5 \times 10^{13} M_{\odot}$) possède 13 anneaux, tandis que le plus massif ($M = 8,4 \times 10^{14} M_{\odot}$) en possède 875. Nous avons donc ré-échantillonné nos profils sur une grille de rayon homogène en unité de rayon R_{200} . Afin de décrire la partie centrale des amas avec plus de précision, nous avons utilisé une grille logarithmique. De plus, pour éviter les effets de bords, ainsi que

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

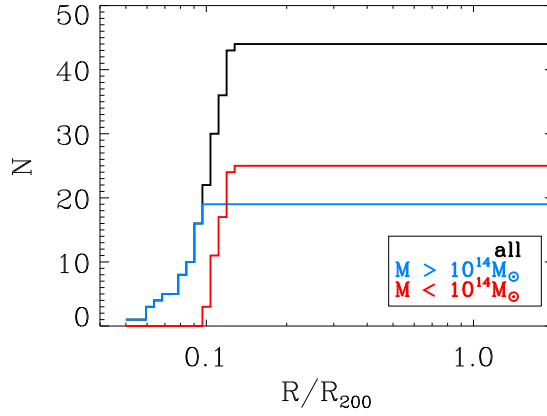


FIGURE 3.8 – Histogrammes du nombre d’amas en fonction du rayon pour les amas les moins massifs ($M < 10^{14} M_{\odot}$, en rouge), les plus massifs ($M > 10^{14} M_{\odot}$, en bleu), et pour l’ensemble des amas (en noir) pour la simulation C, à $z = 0$. Les histogrammes des autres simulations sont compatibles avec ces derniers.

toute extrapolation dans le ré-échantillonnage, il a été important de définir correctement le premier anneau de la grille. La longueur de lissage gravitationnelle étant de $25 h^{-1}$ kpc (Section 3.1.5), les particules situées à un rayon inférieur à $r_0 = 3 \times 25 h^{-1}$ kpc du centre ont été exclues (cette valeur de r_0 s’apparente à l’intervalle de confiance de 3σ d’une gaussienne). La moyenne du nombre d’anneaux de notre échantillon d’amas était d’environ 80 et sa médiane d’environ 50. Nous avons donc choisi d’interpoler les profils sur une grille de 60 points. Ce choix nous a conduit à sur-échantillonner l’amas le moins massif d’un facteur 4, et à sous-échantillonner l’amas le plus massif d’un facteur 14. La majorité des amas a néanmoins été échantillonnée de façon adéquate.

Finalement, pour chaque amas, les différentes quantités physiques ont été normalisées par leur valeur intégrée à l’intérieur de R_{200} .

Les profils moyens ont été calculés pour toutes les simulations et pour les *redshifts* $z = 0$, $z = 0,25$, $z = 0,5$ et $z = 1$. Il est important de noter qu’à $z = 0$, l’échantillon de 44 amas n’est complet qu’à partir de $0,12 \times R_{200}$ (Figure 3.8). La partie interne des profils, en-dessous de $0,1 \times R_{200}$, est principalement décrite par les amas les plus massifs ($M > 10^{14} M_{\odot}$). Au-dessus de ce rayon, les amas les moins massifs ($M < 10^{14} M_{\odot}$) participent aussi aux profils moyens. Cette limitation est intrinsèque à la résolution en masse des simulations.

Les profils de température du gaz et de masse totale de notre échantillon à $z = 0$, ainsi que les dispersions associées, sont présentés en Figure 3.9.

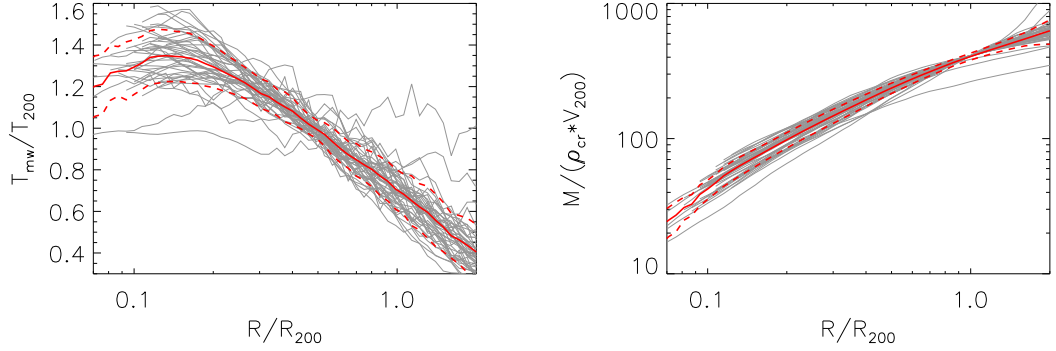


FIGURE 3.9 – Profils de température du gaz (à gauche) et de masse totale (à droite) pour les 44 amas de notre échantillon à $z = 0$. Les profils moyens sont tracés en rouge. Les courbes pointillées correspondent à la dispersion à 1σ autour de la moyenne.

3.3.3 Méthodologie de comparaison des profils

Pour étudier l'impact de la poussière sur les propriétés structurales des amas de galaxies dans les différentes simulations, les écarts entre les profils moyens de chaque quantité physique par rapport à la simulation C ont été quantifiés avec la quantité χ . Cette quantité est statistiquement plus robuste que les différences relatives puisqu'elle prend en compte les dispersions, et elle conserve le signe des différences, contrairement au χ^2 . Elle s'exprime de la façon suivante :

$$\chi_i = \frac{(X_i^{simu} - X_i^C)}{\sqrt{\sigma_{simu}^2 + \sigma_C^2}}, \quad (3.19)$$

où X_i^{simu} et X_i^C sont respectivement les valeurs de la quantité physique considérée au point i du profil de la simulation considérée et de la simulation C. σ_{simu} et σ_C en sont les dispersions statistiques associées en ce point du profil. Cet estimateur nous permet de propager la dispersion associée à la simulation considérée, ainsi que celle de la simulation témoin, sur l'ensemble des profils moyens.

3.3.4 Les profils dans l'univers local ($z = 0$)

3.3.4.1 Profils de température

Comme pour les quantités globales des amas, nous ne considérons que les simulations D1, D2 et D4 pour mettre en évidence l'impact des paramètres physiques de la poussière (Section 3.2.1). La température des amas de galaxies des simulations D1 et D2 est plus élevée au centre et plus basse en périphérie, par rapport aux amas de la simulation C (Figure 3.10). Les valeurs des écarts χ sont données à la Table 3.3. Les écarts à $0,15 \times$

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

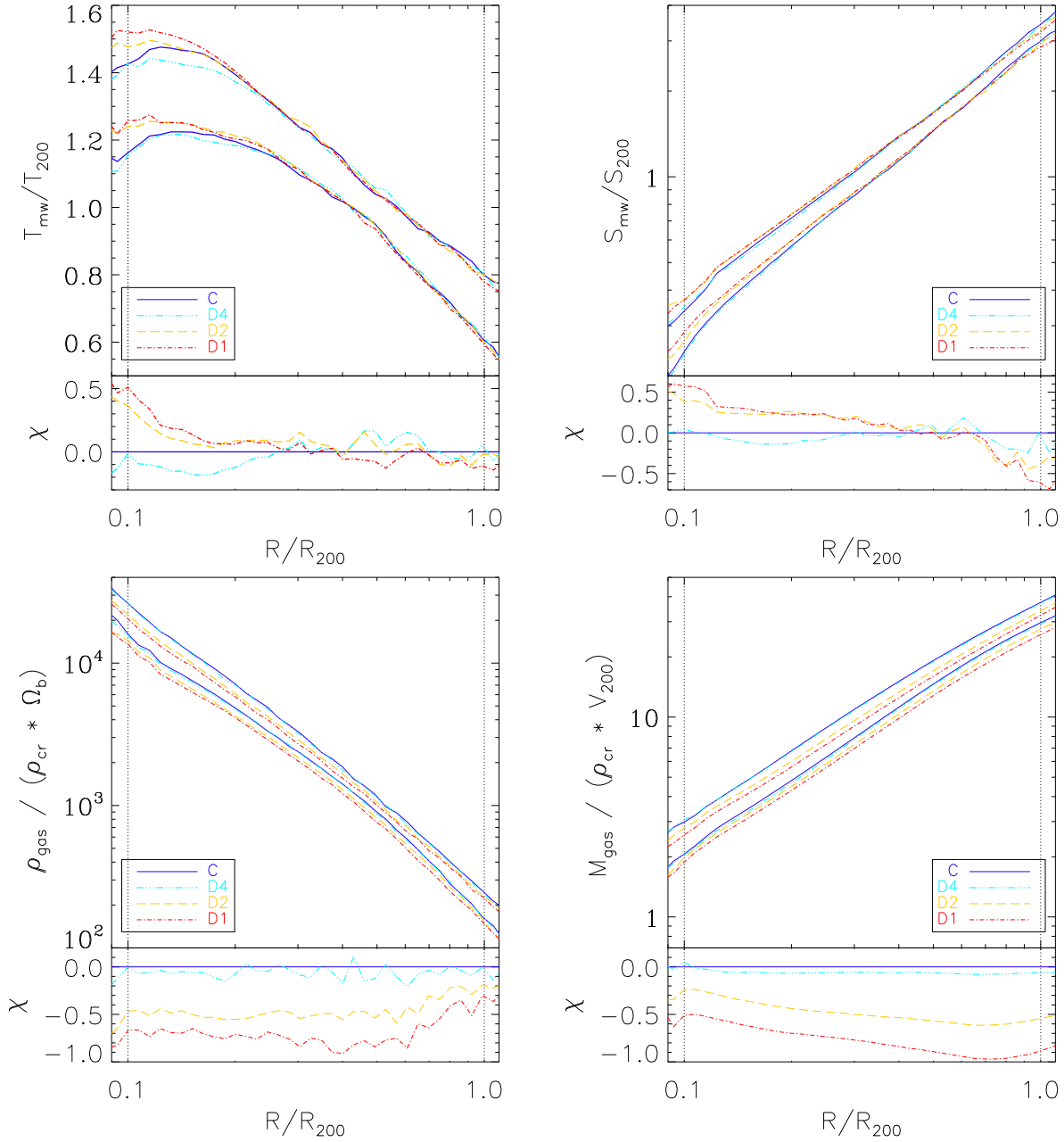


FIGURE 3.10 – Profils radiaux de température (en haut à gauche), d'entropie (en haut à droite), de densité de gaz (en bas à gauche), et de masse de gaz (en bas à droite) pour nos différentes simulations. Les encadrés du bas montrent les profils correspondant de la quantité χ .

R_{200} sont respectivement de 0,14 et 0,06 pour les simulations D1 et D2. Cela confirme et complète l'analyse faite sur les propriétés globales des amas à l'intérieur de R_{200} pour la relation d'échelle $T_{mw} - M$ (Section 3.2). En effet, comme expliqué précédemment (Section 3.1.4), ce phénomène apparent de chauffage est dû au refroidissement supplémentaire

T_{mw}		R/R_{200}		
		0,15	0,5	1,0
χ	D4	-0,18	0,16	0,05
	D2	0,06	0,06	-0,02
	D1	0,14	-0,08	-0,11

S_{mw}		R/R_{200}		
		0,15	0,5	1,0
χ	D4	-0,12	0,10	0,00
	D2	0,23	0,06	-0,40
	D1	0,29	0,01	-0,60

ρ_{gas}		R/R_{200}		
		0,15	0,5	1,0
χ	D4	-0,06	-0,12	0,00
	D2	-0,50	-0,54	-0,19
	D1	-0,65	-0,84	-0,30

M_{gas}		R/R_{200}		
		0,15	0,5	1,0
χ	D4	-0,06	-0,06	-0,06
	D2	-0,36	-0,57	-0,55
	D1	-0,62	-0,89	-0,89

TABLE 3.3 – Écarts en valeur de χ pour les profils de température (panneau en haut à gauche), d'entropie (panneau en haut à droite), de densité de gaz (panneau en bas à gauche), et de masse de gaz (panneau en bas à droite) des simulations D par rapport à la simulation C.

induit par la présence de poussière. Le refroidissement du gaz accélère sa condensation et par conséquent accélère sa chute dans le puit de potentiel, c'est-à-dire au centre des amas. Le gaz est alors chauffé par transfert d'énergie potentielle en énergie cinétique et par les collisions entre les particules du MIA (qui est alors plus dense). De plus, les particules de gaz froid condensé changent de phase et deviennent des particules d'étoiles. Elles ne participent alors plus à la thermodynamique du gaz. Il ne reste alors en phase gazeuse que les particules de gaz chaud. La densité de gaz étant plus élevée au centre des amas, son refroidissement dû aux poussières y est donc d'autant plus efficace (Équation 2.18), même s'il se traduit par un effet contre-intuitif de chauffage du gaz au centre des halos.

La température centrale des amas de galaxies de la simulation D4 est quant à elle inférieure, avec un écart de $-0,18$ à $0,15 \times R_{200}$ par rapport aux amas de la simulation C. La présence de poussière a donc conduit à un refroidissement du MIA, comme attendu par le modèle de [Montier & Giard \(2004\)](#).

Comme pour les quantités globales et les relations d'échelle (Section 3.2.1), l'analyse des profils de température met en évidence l'importance des paramètres physiques de la poussière dans l'efficacité du refroidissement, c'est-à-dire son abondance et la taille des grains. En effet, si intuitivement, l'efficacité du refroidissement dû à la poussière est corrélée à son abondance, son lien à la taille des grains est moins évident. Pourtant, notre étude montre que la taille des grains de poussière a quasiment autant d'effet sur le refroidissement que son abondance.

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

3.3.4.2 Profils de densité et de masse de gaz

Les effets de la poussière sont similaires pour les profils de densité et de masse de gaz (Figure 3.10 et Table 3.3). Les profils des amas des simulations D sont systématiquement inférieurs à ceux de la simulation C, et cela, sur l'ensemble des profils. L'effet du refroidissement dû à la poussière est donc intégré sur la totalité des amas. Les écarts sont d'autant plus importants que l'effet de la poussière est efficace. L'effet sur les profils de densité de gaz est plus important à l'intérieur de $R < 0,6 \times R_{200}$ avec des écarts allant respectivement jusqu'à $-0,84$, $-0,54$ et $-0,12$ à $0,5 \times R_{200}$ pour les simulations D1, D2 et D4, par rapport à la simulation C. Ces écarts diminuent en périphérie des amas. Cela traduit le fait que l'accroissement du taux de formation stellaire dû à la poussière est plus efficace au centre des amas (Section 2.3.2).

Un effet inverse est observé sur les profils de masse de gaz où les écarts par rapport à la simulation C sont plus importants en périphérie des amas, avec des valeurs de χ des simulations D1, D2 et D4 à R_{200} , de respectivement $-0,89$, $-0,55$ et $-0,06$. C'est un effet de volume. En effet, les profils de masse sont des profils cumulés. La poussière fait diminuer la masse de gaz des amas, et ce, particulièrement dans leurs parties centrales, où la densité est la plus élevée (Section 3.2.1). L'intégration de ce déficit de gaz par rapport à la simulation témoin, ou en d'autres termes, de cet écart entre les simulations D et la simulation C, sur l'intégralité des amas, implique donc que l'écart, qui est cumulé, est plus important en périphérie des amas.

3.3.4.3 Les profils d'entropie

Les mêmes effets de la poussière sont observés sur les profils d'entropie (Figure 3.10 et Table 3.3). L'entropie des amas des simulations D1, D2 et D4 est plus élevée que celle des amas de la simulation C, avec des écarts respectifs de $0,29$, $0,23$ et $-0,12$ à $0,15 \times R_{200}$. Comme pour les profils de température, cet effet au centre des amas est lié au chauffage contre-intuitif dû au refroidissement du gaz par les poussières (Section 3.3.4.1). En effet, l'entropie est proportionnelle à $S \propto kT/n_e^{2/3}$. C'est principalement l'augmentation de la température du gaz au centre des amas par la poussière, qui fait donc augmenter l'entropie des amas des simulations D, par rapport aux amas de la simulation C. L'effet inverse se produit au-delà de $0,7 \times R_{200}$, avec des profils d'entropie des simulations D inférieurs à celui de la simulation C.

Les profils sont similaires dans l'intervalle $[0,3 - 0,7] \times R_{200}$, et peuvent être ajustés par un loi de puissance. Les pentes des meilleurs ajustements décroissent de $S_{mw}(r) \propto r^{0,94 \pm 0,02}$ pour les amas de la simulation C à $S_{mw}(r) \propto r^{0,89 \pm 0,01}$ pour les amas de la simulation D1 (l'ordre croissant d'efficacité du refroidissement par les poussières des simulations est toujours : D4, D2 et D1). Ces résultats sont en bon accord avec les résultats de Pratt

et al. (2010) pour les amas relaxés de l'échantillon REXCESS (Böhringer et al., 2007). Les modèles purement gravitationnels prédisent que $S(r) \propto r^{1,1}$ (par exemple Tozzi & Norman, 2001). Le refroidissement du gaz par émission Bremsstrahlung et par les poussières produit donc des profils d'entropie avec des pentes plus faibles. Cela est dû au fait que l'entropie est fortement liée à la fraction de gaz (Pratt et al., 2010). Les amas générés avec un refroidissement du MIA s'écartent donc des modèles purement gravitationnels puisqu'ils ont moins de gaz. Dans nos simulations, les écarts sont amplifiés avec l'efficacité du refroidissement par les poussières.

Par ailleurs, on s'attend à ce que l'entropie, qui porte la signature de l'histoire thermodynamique des amas de galaxies, augmente au coeur des amas les moins massifs (Ponman et al., 2003; Pratt et al., 2010). Ce point est développé dans la section suivante.

3.3.5 Évolution en fonction de la masse des amas

Notre échantillon de 44 amas de galaxies a ensuite été divisé en deux sous-ensembles de masse. Le premier sous-ensemble contient 19 amas ayant des masses supérieures à $M > 10^{14} M_{\odot}$ et le deuxième sous-ensemble contient 25 amas ayant des masses inférieures à $M < 10^{14} M_{\odot}$ (Figure 3.11). Pour chacun des deux sous-ensembles, nous avons ensuite comparé les profils moyens des amas des simulations D avec celui des amas de la simulation C.

Les amas de galaxies générés dans les simulations implémentées avec un refroidissement radiatif classique du gaz montrent que les propriétés physiques des amas les moins massifs sont plus perturbées par le refroidissement que celles des amas les plus massifs (Roncarelli et al., 2006). Nous observons un effet inverse pour nos amas. Cela est dû au fait que l'efficacité du refroidissement du gaz par les poussières augmente avec la densité. Dans le cas de nos simulations, qui ne sont pas implémentées avec le processus de rétroaction, plus les amas sont massifs, plus le gaz se condense au centre, et plus la température de ses amas augmente (Section 3.3.4). L'effet dû à la poussière est donc plus important pour les amas massifs.

Alors que les écarts entre les profils de température des amas les plus massifs des simulations D et ceux de la simulation C sont positifs (dûs au chauffage contre-intuitif), les écarts pour les amas les moins massifs sont négatifs. Dans ce cas, la poussière a refroidit le MIA comme montré par Montier & Giard (2004). Pour les simulations D1 et D2, les écarts par rapport à la simulation C sont respectivement de $-0,12$ et $-0,05$ à $0,5 \times R_{200}$. Plus au centre, les écarts diminuent et deviennent positifs. En effet, la densité étant plus élevée, le chauffage contre-intuitif se produit. Quant aux amas les moins massifs de la simulation D4, l'écart de leur profil de température par rapport à celui de la simulation C est plus important au centre des amas avec une valeur de $-0,15$ à $0,15 \times R_{200}$. Dans ce

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

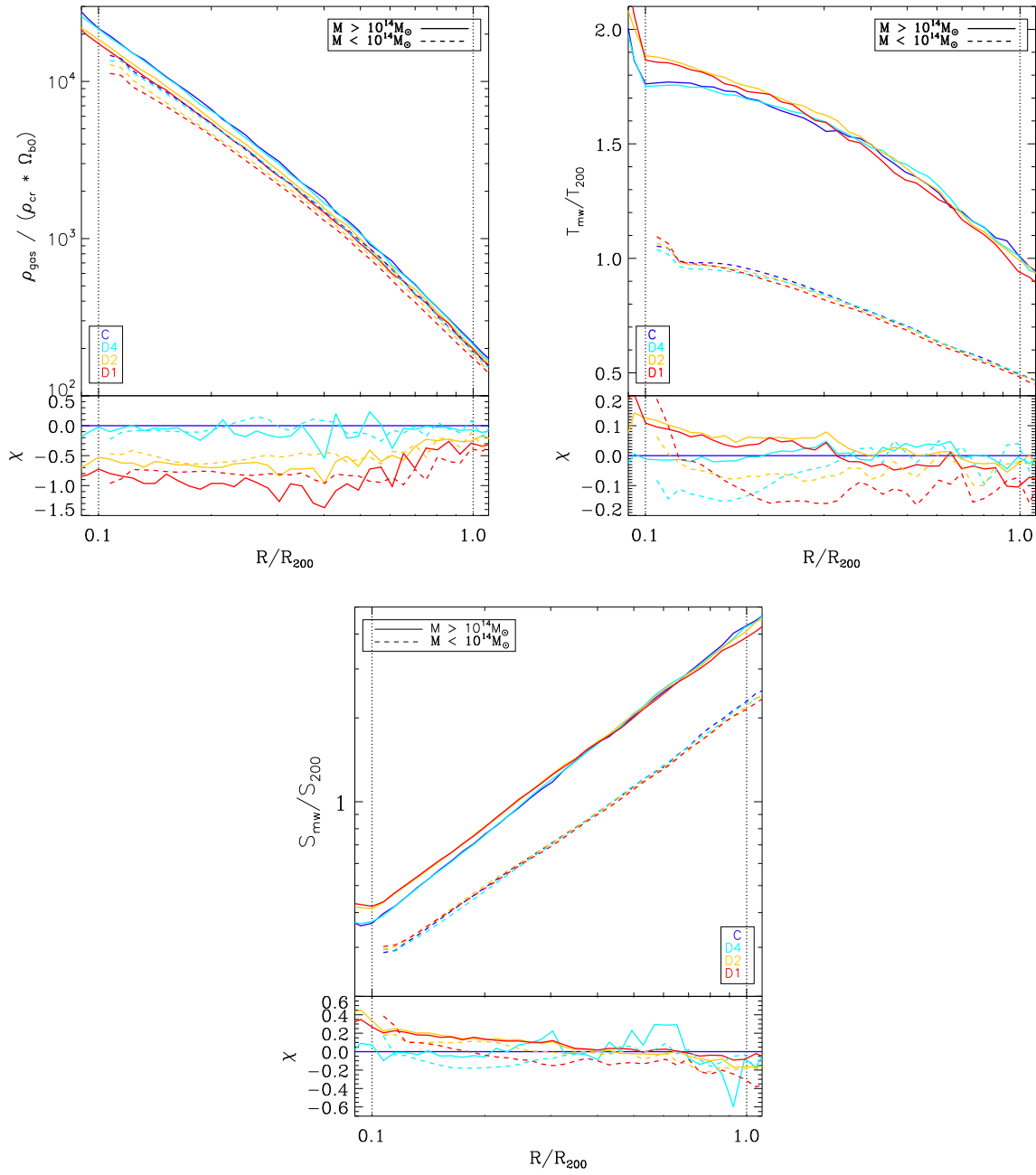


FIGURE 3.11 – Effet du refroidissement dû aux poussières sur les profils de densité de gaz (en haut à gauche), de température (en haut à droite), et d'entropie (en bas) pour les amas massifs (traits pleins) et moins massifs (tirets).

cas aussi, la poussière à refroidit le gaz intra-amas.

Nous n'observons pas l'effet d'augmentation de l'entropie au centre des amas de plus

faibles masses observée par [Ponman et al. \(2003\)](#) et [Pratt et al. \(2010\)](#). Cela est probablement lié au manque de résolution spatiale de nos simulations.

3.3.6 Évolution en fonction du *redshift*

Puis, nous avons étudié l'évolution de l'impact de la poussière sur les propriétés structurales de notre échantillon d'amas avec le *redshift*. La Figure 3.12 montre les valeurs de la densité de gaz et de la température en fonction du *redshift* pour $z = 0$, $z = 0,25$, $z = 0,5$, et $z = 1$ à $R = 0,1 \times R_{200}$ et $R = 0,5 \times R_{200}$. À $z = 1$, les amas de galaxies générés dans nos simulations n'ont pas une masse suffisante pour que leurs parties internes soient résolues. Nous n'avons donc pas leur propriétés physiques à $0,1 \times R_{200}$ pour ce *redshift*.

À $R = 0,1 \times R_{200}$, les écarts entre les profils de densité de gaz et de température des simulation D et ceux de la simulation C augmentent lorsque le *redshift* diminue. Cela est dû à l'accélération de la condensation du gaz au cours du temps, qui a pour conséquence une accélération de l'accroissement de la masse et de la température des amas. Cet effet n'est pas clairement observé à $R = 0,5 \times R_{200}$.

À $R = 0,5 \times R_{500}$, les profils de température des simulations D sont inférieurs à celui de la simulation C. À ce rayon, et depuis $z = 1$, la poussière a donc refroidit le gaz intra-amas (Section 2.3.2).

Les effets de la poussière sur les profils de densité de gaz et de température des amas sont déjà visibles à $z = 1$. Cela veut dire qu'à $z = 1$, la poussière a déjà modifié les propriétés du MIA. Notre abondance de poussière est directement corrélée à la métallicité, qui évolue selon la loi : $Z = 0,3(t/t_0) Z_{\odot}$. Celle-ci étant normalisée à $0,3 Z_{\odot}$ à $z = 0$, elle diminue linéairement jusqu'à environ $0,1 \times Z_{\odot}$ à $z = 1$. Malgré cette faible métallicité, et donc cette abondance de poussière plus faible à grand *redshift*, cette dernière a tout de même déjà eu un impact sur les propriétés physiques des amas. Cela traduit la signature de l'effet de la poussière au cours du temps et à grande échelle.

3.3.7 Lois d'échelle à différents rayons

Pour aller plus loin dans notre analyse de l'impact de la poussière sur les propriétés structurales des amas de galaxies et pour étudier l'évolution des paramètres des relations d'échelle avec le rayon des amas, nous avons repris notre travail de la Section 3.2 et nous avons ajusté les relations pour d'autres rayons d'échelle : R_{2500} , R_{1000} , R_{500} , et R_{178} . Puis, pour chacun de ces rayons, nous avons quantifié, à l'aide des différences relatives, les écarts entre les paramètres d'ajustement des relations d'échelle dérivées avec les amas de la simulation C, et ceux des relations dérivées avec les amas des simulations D.

Les pentes des relations d'échelle aux différents rayons d'échelle ont un comportement relativement complexe. L'effet de la poussière sur les pentes des relations est légèrement

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

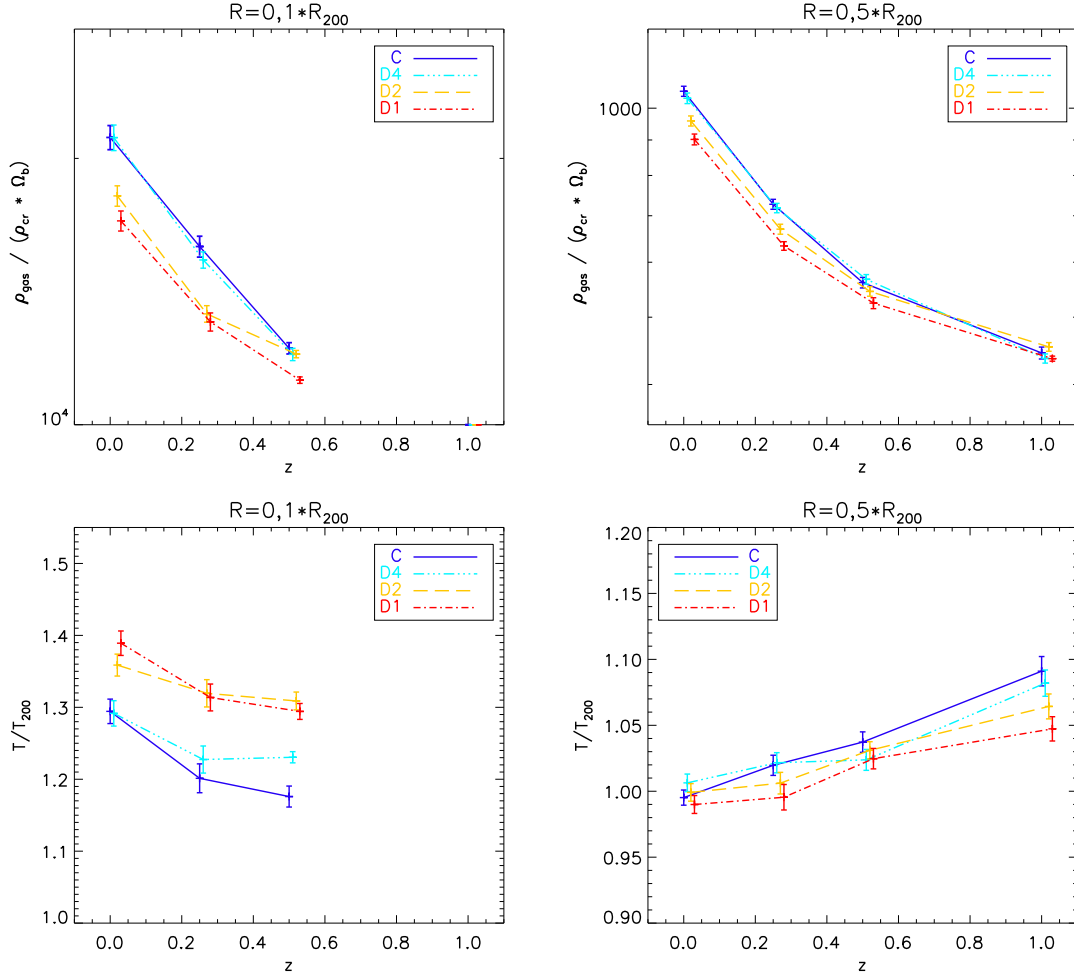


FIGURE 3.12 – Effet du refroidissement dû aux poussières en fonction du *redshift* sur les profils de densité de gaz (figures du haut) et de température (figures du bas) à $R = 0,1 \times R_{200}$ (figures de gauche) et à $R = 0,5 \times R_{200}$ (figures de droite) .

amplifié au centre des amas, mais reste toutefois inférieur à 10% (Figure 3.13).

En revanche, l'impact de la poussière sur la distribution de matière se voit clairement sur les normalisations des relations d'échelle (Figure 3.14). Mise à part la relation $T_{mw} - M$, les écarts de normalisation des trois autres relations sont tous significativement amplifiés. Les écarts à R_{200} passent d'environ 10% pour les relations $S_{mw} - M$ et $Y - M$ à environ 20% pour la relation $Y - M$ et à près de 25% pour la relation $S_{mw} - M$ à R_{2500} . Quant à la relation $L_X - M$, l'écart en normalisation à R_{200} passe d'environ 25% à près de 45% à R_{2500} .

Ces résultats sur les lois d'échelle à différents rayons confirment donc bien nos résultats sur l'impact de la poussière sur propriétés structurales des amas de galaxies. En effet, nos résultats montrent encore une fois que l'effet de la poussière est maximisé dans les régions

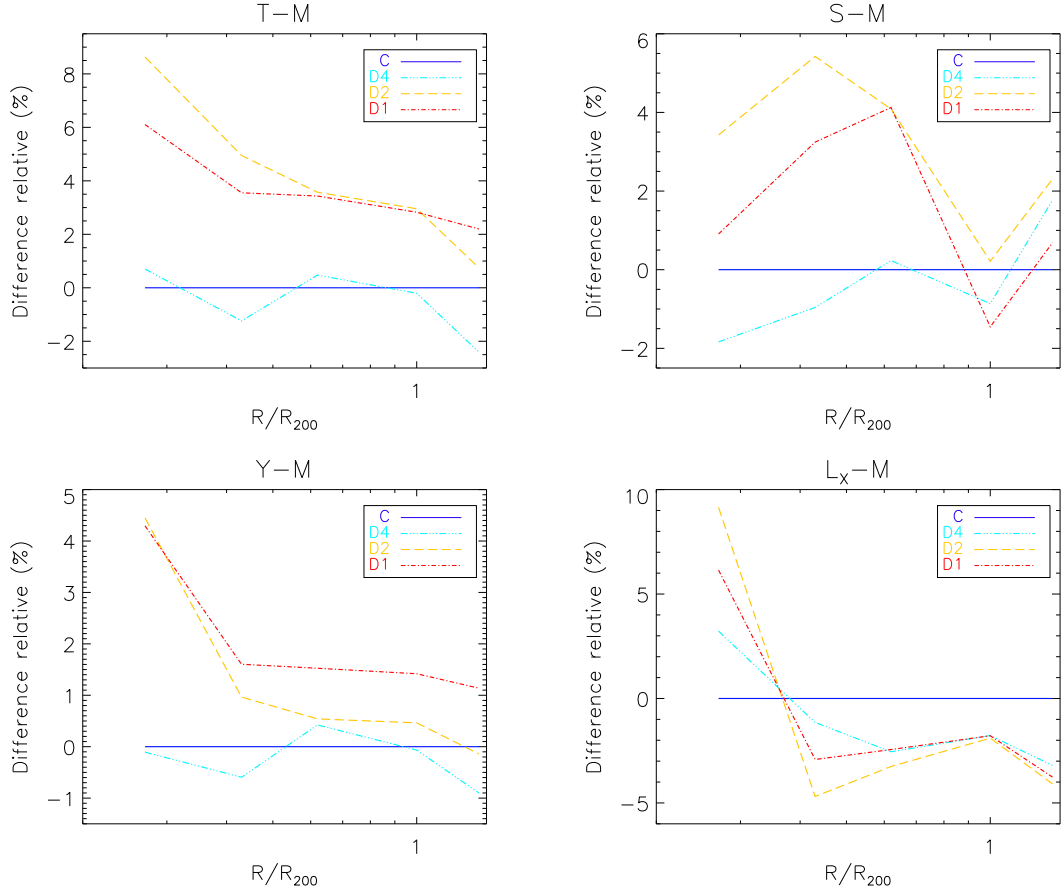


FIGURE 3.13 – Différences relatives (en pourcentage) entre les pentes des relations d’échelle dérivées avec les amas de la simulation C, et celles des relations dérivées avec les amas des simulations D, à R_{2500} , R_{1000} , R_{500} , et R_{178} .

denses du centre des amas, et mettent une nouvelle fois en évidence que l’efficacité du refroidissement est lié aux paramètres physiques de la poussière (Sections 3.2.1 et 3.3.4).

3.4 Discussion

Pour tester l’impact de la poussière sur les propriétés physiques des amas de galaxies, nous avons implémenté un modèle simple de refroidissement du gaz intra-amas par les poussières dans des simulations numériques de formation des structures. Cette implémentation simple présente toutefois un certain nombre de limitations.

Au cours des processus de transport des galaxies vers le MIA (Section 2.3.1), les grains sont érodés et détruits par leurs collisions avec le milieu interstellaire (Section 2.3.2.2). Cependant, l’érosion des grains au sein des galaxies est relativement faible (Ferrara et al.,

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

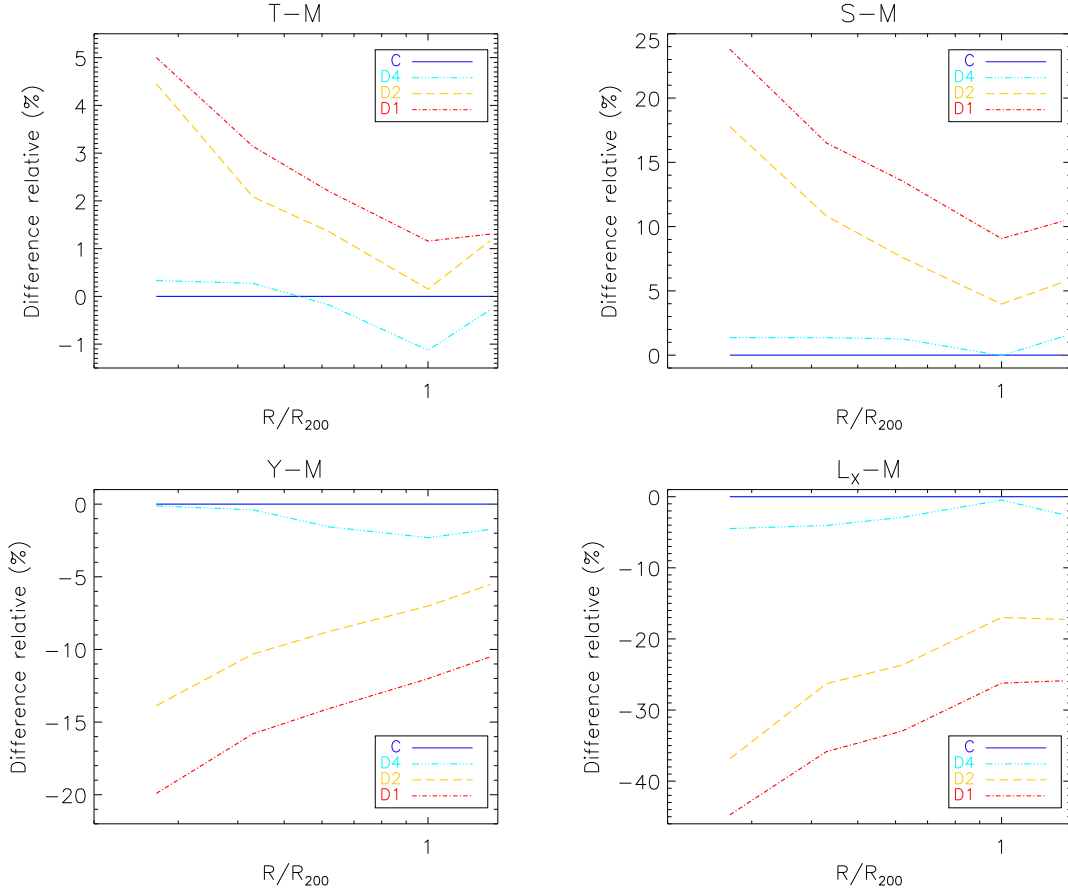


FIGURE 3.14 – Différences relatives (en pourcentage) entre les normalisations des relations d'échelle dérivées avec les amas de la simulation C, et celles des relations dérivées avec les amas des simulations D, à R_{2500} , R_{1000} , R_{500} , et R_{178} .

1991; Popescu et al., 2000). Par exemple, des grains silicatés¹ d'une taille de $0,1 \mu\text{m}$ (c'est-à-dire des gros grains), perdent environ 20% de leur masse avant d'atteindre les régions externes des halos galactiques. Ce n'est pas le cas des hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAH²), que l'on trouve de l'autre côté du spectre en taille des grains de poussière. Ces grosses molécules forment le lien entre les grains de poussière et le domaine moléculaire. Les PAH sont fragiles et peuvent être détruites rapidement par les chocs (Micelotta et al., 2010b), les environnements chauds (Micelotta et al., 2010a), ou les rayons cosmiques (Micelotta et al., 2011). Les PAH définissent donc la coupure dans le domaine des petits grains du spectre en taille des grains de poussière qui sont injectés dans le MIA. Quant au domaine des gros grains, la coupure est définie par la taille maximale que

1. Parmi les différents types de grains de poussière (silicatés, graphités ou ferreux), les grains silicatés sont les plus sensibles à l'érosion galactique.

2. *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*

peuvent avoir les grains de poussière pour que leur vitesse d'échappement soit suffisante pour être éjectés des galaxies (Montier & Giard, 2004). Mathis et al. (1977) ont contraint la distribution en taille des grains dans le milieu interstellaire à $n(a) \propto a^{-3,5}$ dans l'intervalle $[0,001-0,5] \mu\text{m}$. Shchekinov & Nath (2011), eux, ont étudié l'évolution de cette distribution de grains interstellaires au cours de leur transport vers le MIA. Ils ont montré que le spectre en taille des grains varie en fonction de deux processus qui se contrebalancent : la pression de radiation générée par les vents galactiques, qui aplatit le spectre, et les collisions entre les grains et le milieu interstellaire, qui l'accroît. La connaissance de la contribution respective de ces deux processus est donc nécessaire pour contraindre la distribution en taille des grains au moment de leur injection dans le MIA.

Une fois dans le MIA, la poussière contribue à refroidir celui-ci. Cependant, là-aussi, les grains de poussière sont érodés et détruits par collisions. Leurs durées de vie sont relativement courtes, surtout pour les petits grains, qui génèrent le refroidissement le plus importants. Elles s'étalent entre environ 10^6 ans pour des grains de $0,001 \mu\text{m}$ et environ 10^9 ans pour des grains de $0,5 \mu\text{m}$ (Section 2.3.2.2, Draine & Salpeter, 1979b,a; Jones & Nuth, 2011). Ces durées de vie sont toutefois suffisantes pour avoir un impact sur les propriétés physiques des amas de galaxies (Montier & Giard, 2004).

Les interactions galaxie-galaxie et l'arrachement par effet de marée sont une autre source d'enrichissement du MIA. Ces processus peuvent laisser des nuages moléculaires froids et denses au sein du MIA, dans lesquels se forment des grains de poussière et des PAH. Dans ces cas, les grains de poussière sont « protégés » de l'érosion et de la destruction associées aux processus de transport (Voit & Donahue, 1995; Popescu et al., 2000; Micelotta et al., 2011) et se retrouvent rapidement dans le MIA.

Notre implémentation de la poussière ne prend pas en compte les processus de formation, de transport et de destruction de la poussière. Nous avons choisi de lier directement la quantité de poussière à la métallicité (Section 3.1.5). Cette dernière a été normalisée à $Z \simeq 0,3 Z_{\odot}$ à $z = 0$, et atteint environ $Z \simeq 0,1 Z_{\odot}$ à $z = 1$. Mais les résultats d'autres simulations numériques ont montré que la métallicité pouvait atteindre une valeur de $Z \gtrsim 0,3 Z_{\odot}$ à $z = 1$ (par exemple Tozzi et al., 2003; Borgani et al., 2008b; Cora et al., 2008; Baldi et al., 2011). Il est donc possible que l'abondance de poussière ait été sous-estimée, ainsi que l'efficacité du refroidissement intégré au cours du temps. Une étude observationnelle, basée sur la distribution de poussière dans les groupes et amas de galaxies du relevé SDSS, confirme ces résultats théoriques (McGee & Balogh, 2010). Ces auteurs ont montré que les amas massifs ont un rapport entre masse de poussière et masse de gaz intra-amas d'environ 3% la valeur du milieu interstellaire, tandis que dans les groupes, ce rapport est d'environ 55%. L'abondance de poussière semble donc être dépendante de la masse des amas, et est plus importante dans les groupes de galaxies. Les progéniteurs des amas massifs que nous observons aujourd'hui étaient des groupes de galaxies à grand *red-*

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

shift. L'impact de la poussière à ces époques de formation a donc potentiellement été plus importante. De plus, comme le taux de formation stellaire était probablement plus élevé, l'enrichissement en poussière du MIA et l'effet de la poussière associé étaient probablement d'autant plus importants.

Cependant, les différentes abondances de poussière que nous avons considéré encadrent les contraintes actuelles. Les modèles les plus extrêmes (simulations D1 et D2) sont néanmoins peu réalistes. Les masses de poussière mesurées dans les amas de galaxies sont de l'ordre de $M_{dust} \sim 10^9 M_{\odot}$ (Chelouche et al., 2007; Muller et al., 2008; Giard et al., 2008). Ces valeurs ont été dérivées à l'aide d'analyses statistiques de l'émission infra-rouge observée en direction des amas. Il est toutefois probable que cette émission soit principalement due aux processus de formation stellaire des galaxies membres des amas (Giard et al., 2008). Néanmoins, Krick et al. (2011) ont récemment observé l'amas de la Vierge avec le satellite *Spitzer*. Ils ont détecté deux panaches au sein de son MIA. Leurs masses respectives ont été contraintes à environ $M_{dust} \sim 10^9 M_{\odot}$, et sont donc du même ordre de grandeur que les études statistiques précédentes. La difficulté de séparer la contribution à l'émission infra-rouge des galaxies membres et du MIA pour de grands échantillons d'amas ne nous permet pas de conclure plus avant sur l'abondance de poussière dans les amas de galaxies. Les différentes valeurs du paramètre f_d (Section 3.1.5) nous permettent tout de même d'avoir une indication de l'impact de la poussière sur les amas de galaxies en fonction de son abondance.

Nous avons contraint l'évolution avec le *redshift* du taux de formation stellaire moyen, dM_*/dz , pour notre échantillon d'amas de galaxies (Section 3.3.1), et ce, pour les simulations D1, D2 et D4 (Figure 3.15). Pour ce faire, le rapport entre la différence de masse d'étoiles formées entre deux pas de temps d'une simulation et la différence de *redshift* entre ces deux pas a été calculé. L'évolution du taux de formation stellaire avec le *redshift* de la simulation D1 est similaire à celle de la métallicité, c'est-à-dire qu'il est triplé entre $z = 1$ et $z = 0$. L'évolution est moins prononcée pour les simulations D2 et D4, où le taux de formation stellaire de la simulation D4 n'est même pas doublé dans le même intervalle de *redshift*. Cette évolution n'est cependant pas représentative des contraintes observationnelles (par exemple Wilkins et al., 2008; Cucciati et al., 2012) et des simulations numériques (par exemple Davé et al., 2011), qui montrent une décroissance du taux de formation stellaire depuis environ $z = 2$. Cela est dû aux processus de rétroaction qui ne sont pas implémentés dans nos simulations pour contrebalancer le refroidissement radiatif. L'absence des processus de rétroaction est aussi visible sur l'évolution avec le *redshift* de la masse stellaire des amas de notre échantillon qui ne fait qu'augmenter (Figure 3.15), alors que nous devrions voir son augmentation ralentir et tendre vers une limite à bas *redshift*. En réalité, les processus de rétroaction qui chauffent le gaz, et les vents galactiques, les interactions galaxie-galaxie et l'arrachement par effet de marée qui déplètent les galaxies

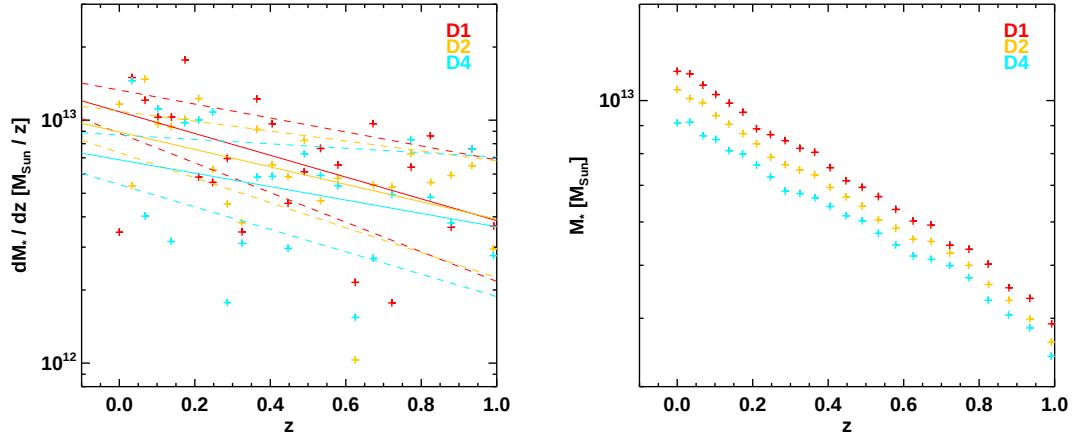


FIGURE 3.15 – Évolution avec le *redshift* du taux de formation stellaire moyen dM_*/dz (figure de gauche), et de la masse stellaire moyenne M_* (figure de droite) pour notre échantillon d’amas de galaxies, et pour les simulations D1 (en rouge), D2 (en jaune) et D4 (en cyan).

de leur gaz, sont capables de faire diminuer, voir d’arrêter la formation stellaire dans les galaxies. Dans notre cas, lier l’abondance de poussière au taux de formation stellaire des simulations auraient probablement sous-estimé l’effet de la poussière.

Pour aller plus loin dans la quantification de l’impact de la poussière sur les propriétés des amas de galaxies dans les simulations numériques, la modélisation de la poussière doit être plus réaliste. En particulier, implémenter les processus de rétroaction conduira à un taux de formation stellaire compatible avec les observations. Une métallicité et une distribution en taille des grains de poussière pourraient alors être associées aux particules des simulations. Cela nécessiterait une étude plus avancée de l’évolution de la distribution en taille des grains de poussière interstellaires, afin de connaître sa forme au moment de l’entrée des grains dans le MIA. Finalement, l’utilisation de la durée de vie des grains de poussière dans le MIA permettrait de prendre en compte les processus de destruction de la poussière. L’association de ses quantités aux particules des simulations permettrait de suivre la propagation de la poussière dans le MIA, ainsi que l’évolution de sa distribution spatiale au cours du temps. Le refroidissement associé à la poussière pourrait alors être calculé à l’échelle des particules des simulations. À chaque pas de temps, et pour chaque particule, la distribution en taille des grains de poussière, $f_{dust}(t, \vec{x})$, fonction du temps t et de la position de la particule $\vec{x}$ serait de la forme :

$$f_{dust}(t, \vec{x})^{i+1} = f_{dust}(t, \vec{x})^i + C(t, \vec{x}) - D(t, \vec{x}) \quad (3.20)$$

où C représente les processus de création de la poussière (injection de grains de pous-

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

sière dans le MIA par la formation stellaire des galaxies ou des nuages moléculaires intra-amas, ou par le transport des grains dans le gaz intra-amas), et D représente les processus de destruction de la poussière (érosion et destruction des grains par collisions).

3.5 Conclusions

Les simulations numériques cosmologiques présentées dans ce travail sont les premières qui inclut un refroidissement du gaz par les poussières. À l'aide de ces simulations, nous avons analysé l'impact de la poussière sur les propriétés physiques des amas de galaxies. Nous avons montré que :

- Le refroidissement dû aux poussières est efficace au régime thermodynamique des amas de galaxies, et a un impact significatif sur les propriétés physiques du gaz intra-amas.
- Les normalisations des relations d'échelle à R_{200} sont modifiées jusqu'à 25% pour la relation $L_X - M$, et jusqu'à 10% pour les relations $Y - M$ et $S_{mw} - M$. Quant à celle de la relation $T_{mw} - M$, elle n'est presque pas affectée par l'ajout de poussière.
- Les pentes des relations d'échelle ne sont pas significativement modifiées par l'inclusion de poussière, et sont compatibles avec les résultats obtenus avec le modèle purement radiatif.
- Les profils radiaux des quantités physiques des amas sont affectés par la présence de poussière. Celle-ci modifie donc la distribution de matière dans les amas de galaxies. L'effet de la poussière est maximisé au centre des amas, c'est-à-dire dans les régions les plus denses. Ces résultats sont confirmés par l'évolution des paramètres des relations d'échelle en fonction du rayon des amas.
- La température et l'entropie des amas sont plus élevées au centre des amas avec des écarts en χ respectifs allant jusqu'à 0,14 et 0,29, par rapport au cas purement radiatif.
- La densité et la masse de gaz sont quant à elles inférieures avec des écarts respectifs allant jusqu'à -0,89 et -0,84, par rapport au cas purement radiatif.
- Comme la fonction de refroidissement est proportionnelle à la densité du gaz, et que le centre des amas de galaxies les plus massifs est plus chaud et plus dense que celui des amas moins massifs, le refroidissement du gaz dû aux poussières y est d'autant

plus efficace.

- L’effet de la poussière est intégré sur le temps. Les écarts des normalisations des relations d’échelle et des différentes quantités physiques des amas de galaxies, par rapport au cas radiatif, deviennent plus importants lorsque le *redshift* diminue.
- L’efficacité du refroidissement dû aux poussières est directement lié aux propriétés physiques de la poussière. L’abondance de poussière a autant d’impact que la distribution en taille des grains de poussière.

Ce travail nous a permis de quantifier l’impact de la poussière sur les propriétés physiques des amas de galaxies dans des intervalles d’abondance et de taille de grain couvrant les contraintes observationnelles, de montrer que la poussière accélère le refroidissement radiatif du MIA, et qu’elle peut modifier de façon non-négligeable les propriétés physiques des amas. Néanmoins, notre travail reste une approche au premier ordre. Pour comprendre et quantifier plus avant l’effet de la poussière dans le MIA, la modélisation des processus physiques de création, de transport des galaxies vers le MIA, et de destruction de la poussière doit être plus réaliste.

3. LA POUSSIÈRE DANS LES AMAS DE GALAXIES

Chapitre 4

Émission non-thermique dans les amas de galaxies

Les deux types de sources responsables de l'émission radio observée dans la direction des amas de galaxies sont les sources radio étendues et diffuses (Section 2.3.4), et les sources radio ponctuelles (Section 2.3.3.3). Ces sources sont toutes deux à l'origine de processus qui ont un impact sur le MIA, et peuvent modifier les propriétés physiques des amas de galaxies. Elles sont aussi un traceur des processus d'accélération des particules.

À ce jour, les sources radio étendues et diffuses n'ont été observées que dans quelques dizaines d'amas de galaxies massifs et dynamiquement perturbés. Nous avons donc réalisé une analyse statistique pour mettre en évidence les sources radio étendues et diffuses pour l'ensemble de la population des amas et des groupes de galaxies, et pour contraindre les mécanismes responsables de cette émission.

L'étude et la recherche de ces sources radio étendues et diffuses a tout d'abord nécessité la caractérisation des sources radio ponctuelles dans les amas, c'est-à-dire des Galaxies Actives en Radio (GAR). Leur étude est importante dans notre compréhension de l'équilibre entre les processus de chauffage et de refroidissement du MIA. Les cavités produites par l'interaction entre les jets radio des Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) et le milieu intra-amas injectent de l'énergie dans le gaz intra-amas capable de contrebalancer son refroidissement radiatif. Ces cavités, observées aux longueurs d'onde X et radio, n'ont été mises en évidence que pour quelques dizaines d'amas. Nous avons donc étudié, avec une méthode statistique, les propriétés physiques de la population des GAR dans les environnements denses, ainsi que son impact sur les propriétés d'ensemble des amas de galaxies. Ce travail nous a aussi permis, dans le cadre de l'étude des relations d'échelle des amas de galaxies par le satellite Planck, de contribuer à contraindre la contamination du signal SZ des amas par les sources radio ponctuelles.

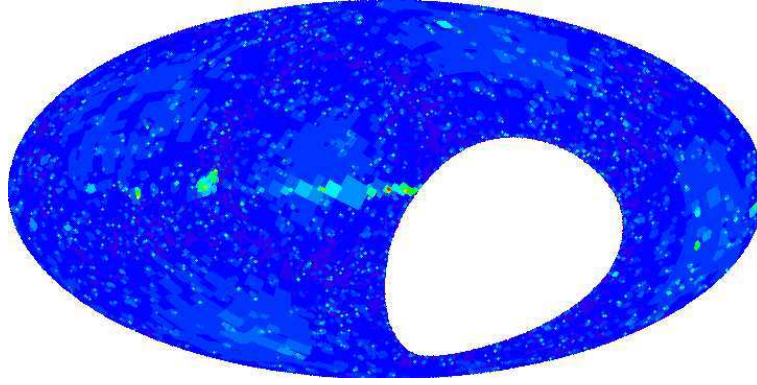


FIGURE 4.1 – Relevé de tout le ciel NVSS.

4.1 Le relevé NVSS

Nous avons réalisé nos études avec un grand nombre d'amas de galaxies distribués sur tout le ciel (Section 4.2). Pour notre analyse des sources radio étendues et diffuses, nous avons donc utilisé le relevé de tout le ciel *NRAO VLA Sky Survey* (NVSS, Figure 4.1, Condon et al., 1998). Le NVSS est un relevé interférométrique qui a été conduit à une fréquence de 1,4 GHz au *Very Large Array* (VLA). Ce dernier est composé de 27 antennes de 25 mètres de diamètre chacune. Les configurations D et DnC du VLA, c'est-à-dire les configurations avec les lignes de base les plus courtes (entre 1 et 3,6 km de séparation maximale des antennes), ont été utilisées pour effectuer le relevé NVSS. Ces configurations permettent l'observation des sources étendues. La taille maximale des sources pouvant être observées avec le NVSS est d'environ $15'$. Le faisceau (*beam*) synthétique du NVSS, pour les configurations D et DnC, a une largeur à mi-hauteur (FWHM¹) de $45''$. Celui-ci définit la résolution spatiale du NVSS. Les fluctuations de brillance du NVSS ont une valeur efficace d'environ $0,45 \text{ mJy/beam}$. Il couvre tout le ciel au nord d'une déclinaison de -40° .

Chaque carte du ciel couvre 4×4 degrés de ciel. Elles ont été reconstruites par transformée de Fourier inverse et en utilisant un algorithme de déconvolution, et traitées pour que leur fond moyen soit égal ou très proche de zéro. Les fluctuations résiduelles des cartes sont une combinaison des sources radio non-résolues, de bruit instrumental, et d'artefacts issus du processus de reconstruction des cartes.

Pour l'identification et l'analyse des sources radio ponctuelles, nous avons utilisé le catalogue de sources du NVSS (Condon et al., 1998). Ce catalogue contient 1 773 484 sources, et est complet jusqu'à $2,5 \text{ mJy}$.

1. *Full Width at Half Maximum*

4.2 Les catalogues

4.2.1 Le catalogue d’amas de galaxies

Notre liste d’amas de galaxies a été construite à partir du *Meta-Catalogue of X-ray Clusters* (MCXC, Piffaretti et al., 2011), qui rassemble 1 743 amas X connus, compilés à partir de catalogues d’amas X publiés. Le MCXC est basé sur neuf catalogues dérivés du *ROSAT All Sky Survey* (RASS, Truemper, 1982) : le REFLEX, le NORAS, le BCS, le eBCS, le SGP, le NEP, le MACS et le CIZA, sur sept catalogues dérivés de détections fortuites d’amas de galaxies avec le satellite ROSAT¹ : le 160SD, le 400SD, le SHARC Bright, le SHARC Southern, le WARPS et le WARPSII, et sur le EMSS, un catalogue de détections fortuites d’amas de galaxies effectuées avec le satellite Einstein. Les caractéristiques des amas, telles que leurs coordonnées ou leur *redshift* ont été compilés, et homogénéisées lorsque cela était nécessaire. Cela a notamment été le cas pour les luminosités X et les masses. Les luminosités X ont tout d’abord été converties dans la bande d’énergie $[0,1 - 2,4]$ keV. Puis elles ont été calculées à l’intérieur d’un rayon de R_{500} à l’aide d’un processus itératif. Les masses totales à l’intérieur de R_{500} ont ensuite été estimées en utilisant une relation d’échelle entre la luminosité X des amas et leur masse ($L - M$).

4.2.2 Les catalogues de sources 2MASS

Pour dériver la fraction de galaxies actives en radio et la masse des trous noirs supermassifs des noyaux actifs de galaxies, nous avons utilisé les catalogues de sources ponctuelles (*Point Source Catalogue*) et de sources étendues (*Extended Source Catalogue*) du *2 Micron All Sky Survey* (2MASS, Skrutskie et al., 2006). Le *Point Source Catalogue* (PSC) contient 471 millions de sources. Il est complet dans les bandes J , H , et K_S respectivement jusqu’à la magnitude $J \leq 15,8$, $H \leq 15,1$, et $K_S \leq 14,3$. Quant à l’*Extended Source Catalogue* (XSC, Jarrett et al., 2000b), celui-ci est un sous-échantillon du PSC. Il contient 1,65 million de sources résolues, c’est-à-dire plus étendues que la fonction d’étalement du point (PSF²) du relevé 2MASS qui a une valeur de $2,5''$. Il est complet dans la bande K_S jusqu’à environ la magnitude 13,5.

4.3 Méthodologie

Dans ces études, nous n’avons pas considéré chaque amas individuellement. En effet, les incertitudes sur les quantités physiques des amas, ainsi que leur dispersion intrinsèque, sont élevées. Nous avons donc choisi une approche statistique. Nous avons moyenné les

1. Ce sont des détections d’amas dans les observations de champs pointés avec l’instrument PSPC du satellite ROSAT

2. *Point Spread Function*

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

quantités physiques par rapport à une quantité de référence (la masse ou la luminosité X des amas). Les quantités moyennées ont ensuite été utilisées pour caractériser des relations d'échelles (par exemple la relation $L_R - L_X$ ou la relation $f_{GAR} - M_{500}$), et contraindre les processus physiques responsables de ces résultats.

Une grille régulière de la quantité de référence X a tout d'abord été construite. Nous avons choisi d'avoir un minimum de 20 points par intervalle pour assurer la représentativité statistique. La distribution dans la plupart des intervalles n'est pas gaussienne. Dans ce cas, les estimateurs les plus représentatifs de la distribution sont la médiane et la déviation médiane absolue (MAD)¹ et non la moyenne et la déviation standard (Huber & Ronchetti, 2009). Pour chacun des intervalles en X , la quantité Y a ensuite été calculée avec une méthode de régression linéaire. Cette méthode ajuste linéairement les points dans chaque intervalle, et attribue une valeur Y et son erreur associée (MAD) à l'intervalle, en utilisant les paramètres d'ajustement sur la valeur médiane de X . L'utilisation de cette méthode permet de minimiser l'impact des valeurs extrêmes.

Pour obtenir une estimation statistiquement plus robuste de la dispersion associés aux valeurs Y dans chaque intervalle, la méthode de ré-échantillonnage (*bootstrap*, Efron, 1979) a été utilisée. Cette méthode prend en compte à la fois les erreurs statistiques et les erreurs d'échantillonnage. 10 000 réalisations des différents échantillons ont été générées et les quantités Y ont été calculées dans chaque intervalle comme précédemment expliqué. Pour chacun des intervalles, la déviation médiane absolue des valeurs Y des 10 000 réalisations divisée par la racine carrée du nombre d'objet dans chaque intervalle a été utilisé comme estimation de la dispersion. Cette estimation de la dispersion a été comparée à l'erreur statistique (MAD) et l'erreur pondérée ($\sqrt{1/\sum(1/\sigma^2)}$). L'erreur liée à la méthode ré-échantillonnage est statistiquement plus représentative que les autres et a donc été utilisée dans ce travail. Cette méthode a notamment été appliquée aux études statistiques sur les données des amas de galaxies détectés par la mission Planck (par exemple Planck Collaboration et al., 2011c).

Pour ajuster les relations d'échelle (Section 2.2.2.1), la méthode des erreurs corrélées à deux dimensions et de la dispersion intrinsèque (BCES²) orthogonale décrite par Akritas & Bershady (1996) a été utilisée, avec un ré-échantillonnage de 10 000 réalisations. Cette méthode de régression linéaire minimise orthogonalement la distance à l'ajustement et prend en compte la dispersion intrinsèque et les erreurs de mesure dans les deux directions. Cette procédure d'ajustement est utilisée pour mettre en évidence des corrélations pour des variables indépendantes.

1. La médiane $\tilde{x}$ est la valeur de l'intervalle pour laquelle il y a autant de valeurs supérieures que de valeurs inférieures. La déviation standard $MAD = \tilde{x}(|u - \tilde{x}(u)|) \times 1,4826$, où u est le vecteur contenant les points, $\tilde{x}$ est la médiane du vecteur u , et 1,4826 est le facteur d'échelle d'une distribution normale.

2. *Bivariate Correlated Errors an intrinsic Scatter*

Le MCXC ne fournit pas d’erreurs sur quantités L_X et M . Cependant, [Piffaretti et al. \(2011\)](#) ont comparé leurs luminosités avec celles des amas de l’échantillon REXCESS calculées par [Pratt et al. \(2009\)](#). Ils ont calculés les moyennes pondérées par les erreurs et les déviations standards associées des rapports de luminosités, et ont trouvé des erreurs de l’ordre de 15 à 20% pour les différents sous-échantillons du REXCESS (échantillon total, amas dynamiquement perturbés, et amas avec un coeur froid). Les masses ont été calculées avec une relation $L - M$. Le report des erreurs sur les luminosités dans le calcul des masses, ainsi que la prise en compte de la dispersion de la relation $L - M$, donnent une erreur sur les masses d’environ 10%. Nous avons choisi d’estimer les erreurs sur les luminosités X et les masses des amas à respectivement 20% et 15%. Enfin, les erreurs sur les nombres d’occupation des halos N_{500} calculés par [Lin et al. \(2004\)](#) sont de l’ordre de 20%. Nous avons donc choisi d’estimer les erreurs sur les nombres d’occupation du halo observés, N_{obs} , à 20%.

4.4 Contraintes sur la population des GAR dans les amas de galaxies

Nous nous sommes intéressés à l’étude des propriétés physiques de la population des GAR dans les amas de galaxies, et notamment des Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) qui la composent, et à leur évolution en fonction de leur environnement à grande échelle, c’est-à-dire avec les amas qui les hébergent. Nous avons donc caractérisé les fractions de GAR et de NAG. La masse des trous noirs supermassifs (TNSM) des NAG a été estimée, et l’énergie associée à leur activité radio a été quantifiée. Finalement, nous avons estimé l’énergie injectée dans le MIA par le processus de rétroaction des NAG, ainsi que leur impact sur les propriétés des amas de galaxies.

4.4.1 Le nombre d’occupation

La fraction de GAR, f_{GAR} , ou de NAG, f_{NAG} , est définie par le rapport entre le nombre de GAR ou de NAG et le nombre total de galaxies contenus dans les amas. Pour contraindre ces fractions, nous avons tout d’abord estimé le nombre total de galaxies des amas du MCXC, c’est-à-dire leur nombre d’occupation du halo, et nous avons identifié les galaxies actives en radio parmi elles. Les amas du MCXC sont distribués sur tout le ciel. Nous avons donc choisi d’utiliser le relevé 2MASS, un relevé proche infra-rouge de tout le ciel. Ce relevé nous a permis d’une part, de dériver le nombre d’occupation du halo pour tous les amas de notre échantillon, et d’autre part, de dériver la masse des TNSM des NAG (Section 4.4.4). Pour identifier les galaxies 2MASS actives en radio, nous avons utilisé le relevé NVSS, qui couvre la majorité du ciel. Ces deux relevés sont relativement

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

peu profonds. Nous avons donc limité notre étude à l'échantillon de 560 amas de galaxies du MCXC ayant un *redshift* $z \leq 0,1$. Pour s'affranchir de la contamination par les sources de notre galaxie, une coupure en latitude galactique a été fixée à $|b| \geq 20^\circ$.

Pour dériver le nombre d'occupation du halo, nous avons procédé comme suit :

- Les galaxies des catalogues PSC et XSC se trouvant à l'intérieur d'un rayon R_{500} autour du centre des 560 amas de notre échantillon ont été sélectionnées.
- Le XSC étant un sous-échantillon du PSC, nous nous sommes assurés qu'il n'y avait pas de redondance entre les sources sélectionnées dans ces deux catalogues. Pour ce faire, la précision sur la position des sources du relevé 2MASS étant d'environ $1''$, nous avons considéré les sources du PSC se situant à une distance inférieure à $1''$ des sources du XSC comme étant les mêmes. De ces sources corrélées, seules les sources du XSC ont été conservées, auxquelles les sources non-corrélées du PSC ont été ajoutées.
- Pour séparer les galaxies des étoiles, seuls les objets plus rouges que 0,9 magnitude $J - K_S$ et plus rouge que 0,3 magnitude $H - K_S$, c'est-à-dire respectivement $J - K_S \geq 0,9$ et $H - K_S \geq 0,2$ ont été conservés (Jarrett et al., 2000b).
- Les magnitudes absolues des galaxies de chaque amas ont été estimées en utilisant l'expression donnée par Kochanek et al. (2003) :

$$M_K = K_S + 5 - 5 \log(D_L) - 6 \log(1 + z) - 5 \log(h_{70}) \quad (4.1)$$

Pour les sources étendues, les magnitudes isophotales en bande K_S fournies dans le catalogue XSC ont été utilisées. Ces magnitudes ont été estimées avec la méthode utilisée pour les sources ponctuelles, c'est-à-dire en utilisant la PSF du relevé 2MASS. La magnitudes des sources étendues est donc sous-estimée (Jarrett et al., 2000a). Une valeur de 0,2 magnitude a été soustraite pour les corriger (Kochanek et al., 2001). Les catalogues PSC et XSC ne contiennent pas d'information sur le *redshift*. Nous avons donc fait l'approximation d'attribuer le *redshift* de l'amas à toutes les galaxies se trouvant à l'intérieur de R_{500} .

- Nous avons utilisé la même méthode d'estimation statistique du nombre d'occupation du halo, N_{obs} , que Lin et al. (2004) et Popesso et al. (2007a), c'est-à-dire que nous avons défini N_{obs} comme le nombre de galaxies plus brillante qu'une magnitude limite $M_{K,lim}$ se trouvant à l'intérieur d'un rayon R_{500} . Nous avons fixé la magnitude limite à $M_{K,lim} = -21$, ce qui, compte tenu de la sensibilité du relevé 2MASS, nous permet d'obtenir un échantillon de galaxies complet jusqu'à $z = 0,1$. Pour corriger le nombre d'occupation des effets de projection, les galaxies d'avant-plan et d'arrière-

Relation	Échantillon	A	α	σ_{raw}	X_{piv}	Y_{piv}
$f_{NAG} - M_{500}$	NAG	0.12 ± 0.01	-0.39 ± 0.02	0.01	10^{14}	0.05
$f_{GAR} - M_{500}$	GAR	0.10 ± 0.01	-0.42 ± 0.04	0.02	10^{14}	0.05
$L_K - M_{500}$	BCG-NAG	0.45 ± 0.03	0.57 ± 0.12	0.04	10^{14}	10^{11}
$L_R - L_X$	BCG-NAG	0.13 ± 0.06	0.61 ± 0.28	0.10	10^{44}	10^{24}
$L_R - L_X$	NAG	0.14 ± 0.02	0.47 ± 0.05	0.05	10^{44}	10^{24}
$L_R - L_X$	GAR	0.06 ± 0.04	0.78 ± 0.05	0.07	10^{44}	10^{24}
$M_{TNSM} - M_{500}$	BCG-NAG	0.05 ± 0.03	0.62 ± 0.15	0.05	10^{14}	10^8
$\sum(M_{TNSM}) - M_{500}$	NAG	0.07 ± 0.02	0.58 ± 0.09	0.04	10^{14}	10^8

TABLE 4.1 – Paramètres des meilleurs ajustements linéaires pour les relations d’échelles de la forme $\log_{10}(Y/Y_{piv}) = \log_{10} A + \alpha \times \log_{10}(X/X_{piv})$.

plan ne faisant pas partie des amas ont été statistiquement soustraites. Pour ce faire, le nombre moyen des nombres d’occupation de 2 000 positions aléatoires distribuées sur tout le ciel, auxquelles nous avons artificiellement attribué des distributions de rayons R_{500} et de *redshifts* semblables aux distributions de ces quantités dans le catalogue MCXC, a été dérivé comme jusqu’à présent expliqué. Sa valeur est de 1.89 ± 0.07 . Pour analyser la convergence de ce « fond » statistique, nous avons ré-échantillonné différents sous-échantillons de ces 2 000 positions aléatoires. À partir de 100 positions aléatoires, nous obtenons déjà la valeur obtenue pour les 2 000 positions aléatoires, avec toutefois une dispersion plus importante, de l’ordre de 25%. L’utilisation d’un plus grand nombre de positions nous permet d’améliorer la précision, et de contraindre plus avant la dispersion associée. Le compte des galaxies étant entier, nous avons pris la valeur arrondie du nombre moyen, et l’avons soustraite à l’ensemble de nos N_{obs} . Statistiquement, cette méthode est compatible avec une soustraction locale des galaxies d’avant-plan et d’arrière-plan, c’est-à-dire avec une estimation du fond de galaxies effectuée dans un anneau autour de la région de l’amas, comme démontré pour un échantillon de 114 amas du relevé SDSS (Popesso et al., 2004), ou un autre de 217 amas du SDSS (Popesso et al., 2007a).

Suivant la méthodologie présentée à la Section 4.3, nous avons ajusté la relation $N_{500} - M_{500}$ avec les données de l’échantillon de 93 amas ROSAT de Lin et al. (2004). Nous avons retrouvé les mêmes résultats que ces auteurs, c’est-à-dire $N_{500} \propto M_{500}^{0.84 \pm 0.04}$. Cela a validé notre méthode d’ajustement. Nous avons ensuite contraint la relation d’échelle $N_{obs} - M_{500}$ avec les données de Lin et al. (2004), puis avec les N_{obs} que nous avons dérivés pour notre échantillon de 560 amas.

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

Les deux relations $N_{obs} - M_{500}$ sont compatibles à 2σ . Mis à part la sélection en couleur sur les objets du 2MASS, et l'utilisation du PSC, les galaxies de 2MASS ont été comptées d'une façon relativement similaire à eux. Notre distribution d'amas dans le plan $N_{obs} - M_{500}$ est semblable à celle de [Lin et al. \(2004\)](#). Notre liste d'amas contient toutefois plus d'objets de faibles masses qu'eux. Ces amas apportent des contraintes fortes dans le domaine des amas les moins massifs. En effet, la pente de notre relation $N_{obs} - M_{500}$ est plus forte que celle dérivée avec les données de [Lin et al. \(2004\)](#), et cela modifie aussi sa normalisation. [Lin et al. \(2004\)](#) ont montré que N_{obs} sous-tend l'estimation de N_{500} . En effet, N_{obs} est utilisé pour ajuster une fonction de Schechter sur les magnitudes des galaxies d'amas, et dériver N_{500} ([Lin et al., 2004](#)). Nous n'avons pas pu estimer N_{500} pour notre échantillon, car le nombre de galaxies détecté dans la plupart de nos amas n'est pas suffisant pour ajuster une fonction de Schechter. Néanmoins, l'objectif de ce travail n'est pas de contraindre la relation $N_{500} - M_{500}$. En effet, nous n'avons pas besoin d'une estimation absolue du nombre d'occupation du halo pour dériver f_{GAR} et f_{NAG} . Nos résultats pour la relation $N_{obs} - M_{500}$ étant compatibles à 2σ avec les données de [Lin et al. \(2004\)](#), nous avons considéré que notre compte de galaxies à l'intérieur de R_{500} était suffisamment robuste, et que la population des galaxies d'amas était correctement échantillonnée.

4.4.2 Fractions de GAR et de NAG

Dans un deuxième temps, l'identification des galaxies actives en radio parmi les galaxies 2MASS associées aux amas a été effectuée. Celle-ci s'est faite à l'aide du catalogue NVSS, qui contient le plus grand nombre de sources radio distribuées sur presque la totalité du ciel à ce jour.

La densité de surface moyenne des sources radio proches de la limite de complétude de 2,5 mJy du NVSS varie en fonction de la déclinaison ([Blake & Wall, 2002](#)). Ces fluctuations sont négligeables pour les sources ayant un flux supérieur à $S_{1.4\text{ GHz}} \sim 15$ mJy. Toutefois, effectuer une telle coupure pour que le flux de nos sources soit uniforme réduit drastiquement le nombre de sources détectées, et ne conserve que les sources radio très brillantes. Un compromis entre l'uniformité du flux et le nombre de sources radio compté dans les amas a été trouvé en conservant les sources ayant un flux supérieur à 10 mJy ([Lin & Mohr, 2007](#)). Néanmoins, cette coupure biaise notre analyse vers les objets les plus lumineux.

Les catalogues de sources des relevés 2MASS et NVSS ne contiennent pas d'information sur le *redshift*, et cette information est difficile à dériver pour un grand nombre d'objets distribués sur tout le ciel. L'identification des sources a donc été effectuée en fixant une distance de séparation maximale entre les sources NVSS et les sources 2MASS. [Condon](#)

et al. (1998) ont contraint la probabilité indiquant si deux sources du NVSS sont différentes en fonction de leur séparation spatiale. Ils ont montré par exemple que deux sources séparées d’une distance inférieure à $30''$, ont une probabilité d’environ un pourcent d’être différentes. La résolution spatiale du relevé 2MASS ($2,5''$) est supérieure à celle du relevé NVSS ($45''$). C’est pourquoi, pour l’association des sources NVSS et 2MASS, nous avons choisi d’utiliser les contraintes apportées par l’analyse des sources NVSS, en fixant la séparation angulaire maximale entre une source 2MASS et une source NVSS à $30''$. Lorsque plusieurs sources 2MASS ont été trouvées à une distance inférieure à $30''$ d’une source NVSS, la source 2MASS la plus proche a été sélectionnée comme contre-partie de la source NVSS. Ce choix conduit certainement à de fausses associations. De plus, de par nos coupures en bande K et en flux radio, nous avons peut-être éliminé des galaxies dans l’un ou l’autre des relevés, qui étaient les contre-parties « réelles » des sources que nous cherchions. Néanmoins, nous observons bien des surdensités à la fois de galaxies et de GAR dans les amas de galaxies. C’est pourquoi, même si nos identifications contiennent un pourcentage de fausses associations que nous ne pouvons quantifier, ces dernières n’ont *a priori* que peu d’impact sur l’analyse statistique de nos relations d’échelles. Finalement, sur les 560 amas de notre échantillon, nous en avons identifié 278 qui hébergent des GAR.

Nous avons ensuite converti le flux radio à 1,4 GHz des GAR identifiées en luminosités radio absolues en utilisant la relation dérivée par Morrison et al. (2003). Comme mentionné précédemment, toutes les sources se trouvant à l’intérieur d’un rayon R_{500} d’un amas donné sont supposées être hébergées par l’amas. Ainsi, au *redshift* de l’amas, la luminosité radio est :

$$L_R = 4\pi D_L^2 S_{1,4} \frac{(1+z)^\alpha}{1+z} \quad (4.2)$$

où $(1+z)^\alpha$ et $1/(1+z)$ sont les termes de correction K . Le premier est la correction de « couleur » et le deuxième est la correction de largeur de bande. La correction K est nécessaire pour corriger le décalage spectral d’une source à un *redshift* et dans une bande passante donnés, par rapport à son spectre dans un repère au repos et dans la même bande passante, et dériver ainsi le flux intrinsèque de cette source. L’index spectral α est supposé égal à 0,8. C’est une valeur moyenne des galaxies radio actives à 1,4 GHz (Condon, 1992; Morrison et al., 2003). De plus, Lin & Mohr (2007) ont analysé la distribution d’indices spectraux α pour 641 sources actives en radio identifiées d’une manière similaire à la notre. Ils ont dérivé une valeur moyenne de $\bar{\alpha}(1,4; 4,85) = 0,51 \pm 0,15$. Ils ont conclu que leurs indices spectraux étaient probablement biaisés par la valeur élevée des coupures en flux des relevés à 4,85 GHz qu’ils ont utilisé. Ils ont donc pris la valeur moyenne de $\bar{\alpha} = 0,8$ pour rester cohérent avec les travaux précédents. Notre population d’objets étant la même

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

qu’eux, et pour les mêmes arguments, nous avons adopté la même valeur moyenne d’indice spectral.

Pour aller plus loin dans notre analyse de la population des GAR et contraindre les propriétés des NAG et des BCG qui la compose, nous avons défini deux sous-échantillons :

L’échantillon *NAG*. Les galaxies à flambée d’étoile se distinguent des NAG par leurs propriétés spectroscopiques. En effet, il est possible de séparer ces deux populations à l’aide de la cassure dans le plan 4000Å–luminosité radio (Best et al., 2005), du rapport entre la luminosité radio et celle des lignes d’émission (Kauffmann et al., 2008), ou encore avec l’utilisation de la méthode Baldwin-Philipps-Terlevich (BPT), basée sur les rapports d’intensités des lignes d’émission (Baldwin et al., 1981). Sans données spectroscopiques à notre disposition, nous avons séparé les NAG des galaxies à flambée d’étoile en effectuant une coupure en luminosité radio (Section 2.3.3.3). Seuls les NAG sont capables d’émettre une luminosité radio supérieure à $L_R = 10^{23}$ W/Hz. En appliquant ce critère, nous avons obtenu un sous-échantillon de 225 amas hébergeant des NAG, c’est-à-dire 81% de l’ensemble de notre échantillon. Les 53 autres amas hébergent donc des galaxies à flambée d’étoile.

L’échantillon *BCG-NAG* (Section 2.2.1). Environ 80% des BCG se trouve dans les parties centrales des amas, c’est-à-dire à un rayon inférieur à environ $0,15 R_{500}$ du centre des amas (Lin et al., 2004). De plus, les BCG hébergent fréquemment un NAG, car le trou noir supermassif de ces galaxies peut aussi être alimenté par le gaz intra-amas refroidit des amas ayant un coeur froid (Best et al., 2007). Nous avons donc défini ce sous-échantillon comme étant les amas hébergeant un NAG (comme défini plus haut) se trouvant à l’intérieur d’un rayon de $0,15 R_{500}$ du centre des amas. Nous avons obtenu un sous-échantillon de 161 amas hébergeant une BCG-NAG, représentant 72% de l’échantillon *NAG* et 58% de l’ensemble de notre échantillon.

Ces trois échantillons nous ont permis d’étendre les corrélations entre BCG et amas hôte à l’ensemble de la population des GAR dans les amas.

À partir du nombre de GAR dans les amas, N_{GAR} , et de N_{obs} , nous avons calculé la fraction de GAR, f_{GAR} , définie comme le rapport entre le nombre de GAR et le nombre de galaxies à l’intérieur de R_{500} . Comme mentionné dans la section précédente, N_{obs} est lié à N_{500} . De plus, N_{GAR} a été défini de façon homogène à partir de N_{obs} . L’expression de la fraction de GAR dans les amas est donc :

$$f_{GAR} = \frac{N_{GAR,500}}{N_{500}} = \frac{N_{GAR}}{N_{obs}} \quad (4.3)$$

Nous avons procédé de la même façon pour la fraction de NAG, f_{NAG} . À partir de ces fractions et de la masse des amas de galaxies, M_{500} , les relations d’échelle $f_{GAR} - M_{500}$ et

$f_{NAG} - M_{500}$ ont été ajustées (Figure 4.2). Les paramètres des meilleurs ajustements linéaires sont donnés dans la Table 4.1. Les deux relations présentent de fortes anti-corrélations avec $f_{GAR} \propto M_{500}^{-0,42 \pm 0,04}$ et $f_{NAG} \propto M_{500}^{-0,39 \pm 0,02}$. Elles sont compatibles entre elles dans la limite de leurs barres d’erreurs. Ces résultats montrent que la population des NAG est donc dominante au sein des GAR.

Nos résultats montrent que les GAR et les NAG sont plus nombreux dans les groupes et les amas de galaxies de faibles masses que dans les amas riches. Ces résultats, dérivés pour un grand nombre d’amas couvrant un grand intervalle de masse ($10^{13} - 10^{15} M_{\odot}$) et de luminosités radio ($10^{22} - 10^{26} \text{ W.Hz}^{-1}$), sont en accord avec de précédents travaux comme par exemple Best (2004), qui ont étudié les NAG à l’aide du NVSS et du *2-degree Field Galaxy Redshift Survey*, Popesso & Biviano (2006) qui eux, ont utilisé des données issues du relevé SDSS, ou encore Arnold et al. (2009), qui ont sélectionné leur NAG aux longueurs d’onde X avec le satellite *XMM-Newton*. Ces derniers ont compté le nombre de galaxies et de NAG dans 10 groupes et 6 amas de galaxies, et ont mis en évidence une tendance décroissante de la fraction de NAG avec la masse des amas. Bien que leur sélection de NAG soient différentes de la nôtre, leurs résultats, qui ont une grande dispersion, sont compatibles à 1σ avec nos résultats (Figure 4.2).

Cependant, la dépendance des fractions de GAR et de NAG avec leur environnement à grande échelle, est encore débattue. Par exemple, Ledlow & Owen (1996) et Best et al. (2007) n’ont trouvé aucune évolution de la fraction de NAG avec la masse des amas de galaxies. Ces auteurs ont utilisé des données radio, ainsi que des données spectroscopiques dans le visible. Lin & Mohr (2007), en divisant leur échantillon d’amas en deux, ont trouvé une fraction de NAG plus importante dans les amas les plus massifs. Néanmoins, en divisant leur échantillon en quatre intervalles pour reproduire le travail de Best (2004), ils ont trouvé que les amas massifs ont une fraction de NAG légèrement plus faibles que les amas de masses intermédiaires, mais compatible dans les barres d’erreurs. Ils ont discuté le fait que les processus physiques responsables des émissions à différentes longueurs d’onde sont probablement différents et indépendants les uns des autres, ce qui expliquerait les différences entre les études. Notre approche est similaire à celle de Lin & Mohr (2007). Nous avons tous deux dérivé la fraction de GAR à l’aide des relevés 2MASS et NVSS. Cependant, ils ont utilisé les fonctions de luminosité en bande *K* et radio pour dériver leur nombre d’occupation et leur nombre de GAR. Leur traitement ne requerrait pas explicitement une contre-partie visible à leur galaxies actives en radio. La différence entre les fractions de GAR de leur amas massifs et moins massifs, pour leurs galaxies plus brillantes que $M_{K,lim} < -22$, n’est cependant pas significativement différente. Bien que nos méthodes soient comparables, nos résultats, contraint sur plusieurs intervalles de masse, mettent toutefois en évidence une évolution de la fraction de GAR avec la masse des amas.

La décroissance des fractions de GAR et de NAG avec la masse de amas de galaxies

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

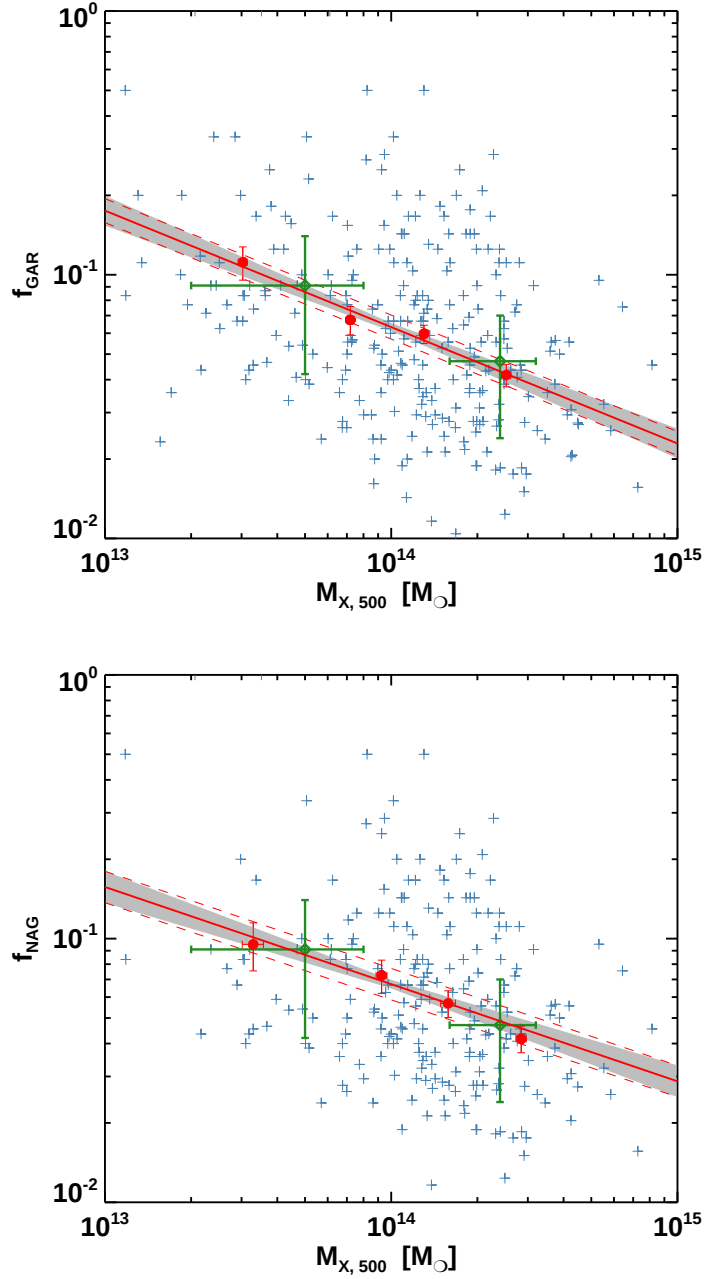


FIGURE 4.2 – Fraction de GAR dérivée pour l’ensemble des 278 amas de notre échantillon hébergeant des GAR et ayant un *redshift* $z < 0,1$ (croix bleues) (figure du haut). Fraction de NAG dérivée pour le sous-échantillon de 225 amas hébergeant des NAG (figure du bas). Les cercles représentent les fractions de NAG moyennées par rapport aux masses moyennées (M_{500}). Le meilleur ajustement est illustré par la ligne continue rouge. La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . La dispersion autour de la relation est indiquée par les lignes en tirets. Les deux points verts et leurs erreurs montrent les données de [Arnold et al. \(2009\)](#).

que nous avons mis en évidence peut être expliquée par les fusions de galaxies, qui peuvent amorcer ou alimenter les NAG (Heckman et al., 1986) et les processus de formation stellaire. En effet, les interactions entre galaxies sont favorisées dans les groupes et les amas de galaxies de faibles masses, où les dispersions de vitesse des galaxies ne sont pas trop élevées (Ghigna et al., 1998). De plus, les groupes et les amas de galaxies de faibles masses contiennent une population de galaxies spirales plus importante, qui contient du gaz froid disponible pour amorcer ou alimenter l’activité des NAG (Giovanelli & Haynes, 1985) et faire augmenter le taux de formation stellaire. Une étude théorique a montré que les interactions galaxie-galaxie étaient responsables de l’activité de 18% d’un échantillon de NAG, et confirme donc que ces interactions peuvent être responsable de l’activité des NAG (Silverman et al., 2011). Notre observation du nombre plus important de GAR et de NAG dans les groupes et les amas de galaxies de faible masse confirment cette hypothèse.

4.4.3 La relation $L_R^{NAG} - L_X$

Pour aller plus loin dans notre analyse de l’impact de l’environnement à grande échelle sur les propriétés des GAR, nous avons étudié l’évolution de la luminosité radio des GAR, L_R^{GAR} , avec la luminosité X totale des amas qui les hébergent dans la bande $[0,1 - 2,4]$ keV, L_X . Nous avons contraint cette relation pour notre échantillon de GAR (278 amas), l’échantillon *NAG* (225 amas) et l’échantillon *BCG-NAG* (161 amas). Dans les trois cas, nous avons trouvé de fortes corrélations (Figure 4.3). Les valeurs des pentes et des normalisations des meilleurs ajustements linéaires se trouvent dans la Table 4.1. Les pentes et normalisations des relations d’échelle pour les échantillons *NAG* et *BCG-NAG* sont compatibles à 1σ avec $L_R \propto L_X^{0,47-0,61}$. La relation pour la totalité des GAR a une pente plus raide ($L_R \propto L_X^{0,78}$), qui impacte sa normalisation. Cette différence est probablement due aux contraintes apportées par les galaxies à flambée d’étoile. Ces galaxies, qui ont une luminosité radio plus faibles que les NAG, se trouvent plus dans les groupes et les amas de faibles masses, où les interactions galaxies-galaxie sont plus nombreuses, et où le taux de formation stellaire est plus élevé. D’autre part, les NAG ont tendance à se trouver plus dans les groupes de galaxies brillants et les amas (Best et al., 2007). L’ajustement sur l’ensemble des GAR accentue donc la pente de la relation $L_R^{GAR} - L_X$, par rapport à celle dérivée pour les NAG.

Nos résultats confirment ceux de Best et al. (2007) et montrent que la luminosité radio des GAR est plus élevée dans les groupes de galaxies les plus massifs et les amas, et ce, malgré une fraction de GAR plus basse (Section 4.4.2). Par exemple, alors que les fractions de GAR et de NAG diminuent d’un ordre de grandeur entre le domaine de masse des groupes de galaxies et celui des amas massifs, leurs luminosités radio augmentent de près de deux ordres de grandeur pour les NAG, et de près de trois ordres de grandeur

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

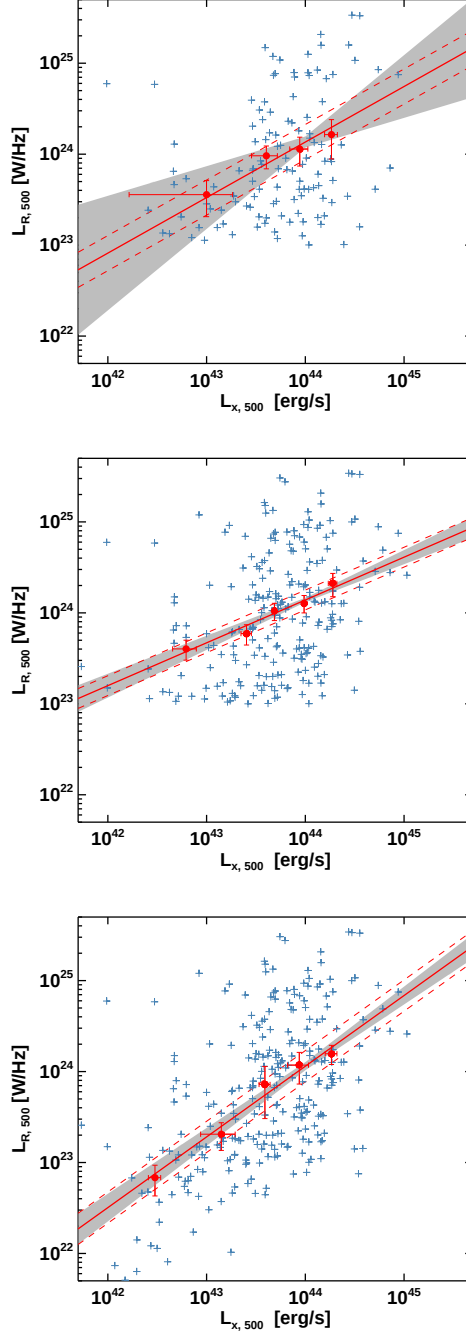


FIGURE 4.3 – Distributions dans le plan $L_R^{GAR} - L_X$ de l'échantillon *BCG-NAG* (figure du haut), de l'échantillon *NAG* (figure du milieu), et de l'ensemble des GAR (figure du bas). Les cercles montrent les quantités moyennées par intervalle de L_X . La ligne continue rouge montre le meilleur ajustement. La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . La dispersion autour de la relation est indiquée par les lignes en tirets.

pour les GAR. Ce comportement est probablement dû à l’amorçage de l’activité des NAG par l’accrétion de matière de leurs TNSM, et aux fusions de TNSM (Section 4.4.5). Pour comprendre plus avant de lien, et sachant que la luminosité radio des NAG est corrélée à la masse de leur TNSM (par exemple [Mittal et al., 2009](#)), nous avons ensuite investigué l’évolution de la masse du TNSM des NAG avec la masse des amas de galaxies (Section 4.4.4).

4.4.4 La relation $L_K - M_{500}$

Pour calculer la masse des TNSM, nous avons eu recours à la relation entre la luminosité proche infra-rouge des galaxies de l’échantillon *BCG-NAG* dans la bande K du relevé 2MASS, L_K^{BCG} et M_{500} .

Nous avons converti les magnitudes mesurées dans la bande K en luminosités L_K^{BCG} de la façon suivante :

$$\frac{L_K^{BCG}}{L_\odot} = 10^{(M_{K,\odot} - M_K)/2.5} \quad (4.4)$$

où la magnitude solaire dans la bande K , $M_{K,\odot}$, est de 3,32 ([Colina & Bohlin, 1997](#)). Nous avons ensuite dérivé la relation $L_K^{BCG} - M_{500}$ (Figure 4.4 et Table 4.1). Nous avons trouvé que $L_K^{BCG} \propto M_{500}^{0.57 \pm 0.12}$. À partir de 64 amas de galaxies X massifs de l’échantillon HIFLUGCS ([Reiprich & Böhringer, 2002](#)) et, tout comme nous, des luminosités en bande K de leurs galaxies membres, [Mittal et al. \(2009\)](#) ont dérivé la relation suivante :

$$\frac{L_K^{BCG}}{10^{11} h_{71}^{-2} L_\odot} = 3.525 \pm 0.277 \times \left(\frac{M_{500}}{10^{14} M_\odot} \right)^{0.624 \pm 0.054} \quad (4.5)$$

La pente de notre relation $L_K^{BCG} - M_{500}$ est compatible à 1σ avec la leur et est plus raide que les pentes dérivées dans d’autres travaux utilisant le relevé 2MASS ([Lin et al., 2004](#); [Brough et al., 2008](#)), ou le relevé SDSS ([Popesso et al., 2007b](#); [Hansen et al., 2009](#)), et qui se concentrent autour d’une valeur de 0,3. Nous avons aussi ajusté la relation $L_K - M_{500}$ pour l’échantillon *NAG*. La pente et la normalisation que nous avons dérivé sont compatibles à 1σ . La luminosité proche infra-rouge des galaxies hébergeant un NAG évolue donc avec la masse des amas, et ce non seulement pour les BCG, mais aussi pour les NAG non-centraux. La luminosité proche infra-rouge est liée à la population d’étoiles évoluées des galaxies. Une luminosité proche infra-rouge plus élevée dans les amas les plus massifs impliquent donc une population plus importante de galaxies elliptiques hébergeant des TNSM plus massifs.

Nous avons ensuite utilisé la relation d’échelle $L_K - M_{500}$ pour dériver la masse des TNSM (Section 4.4.5).

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

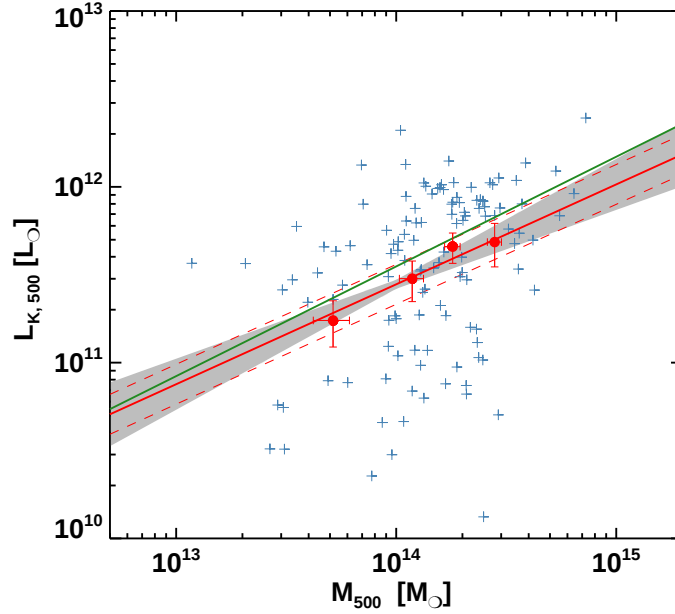


FIGURE 4.4 – Distribution dans le plan $L_K^{BCG} - M_{500}$ des amas de l'échantillon *BCG-NAG*. Les cercles montrent les quantités moyennées. La ligne continue rouge montre notre meilleur ajustement linéaire. La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . La dispersion autour de la relation est indiquée par les lignes en tirets. La ligne continue verte représente le meilleur ajustement de [Mittal et al. \(2009\)](#).

4.4.5 La masse des TNSM

La masse des TNSM est une quantité difficile à estimer. Son estimation s'appuie souvent sur des lois d'échelle qui la lie par exemple à la dispersion de vitesse des étoiles du bulbe de la galaxie hôte ($M_{TNSM} - \sigma_v$, [Ferrarese & Merritt, 2000](#); [Gebhardt et al., 2000](#); [Tremaine et al., 2002](#)), à la luminosité du bulbe de la galaxie hôte ([Kormendy & Richstone, 1995](#); [Marconi & Hunt, 2003](#)), ou à la masse de ce dernier ([Magorrian et al., 1998](#); [Häring & Rix, 2004](#)). Le choix de l'observable à utiliser pour étalonner la masse des TNSM est délicat et présente des difficultés. Par exemple, lorsque l'on considère la luminosité proche infra-rouge des galaxies hôtes, une des difficultés réside dans la séparation des composantes entre la contribution de la galaxie et la contribution de la luminosité intra-amas (par exemple [Gonzalez et al., 2005](#); [Rudick et al., 2011](#)). Néanmoins, cette quantité est étroitement liée avec la masse des TNSM ([Marconi & Hunt, 2003](#)). Ces auteurs ont contraint une relation $M_{TNSM} - L_K^{BCG}$ cohérente avec les dispersions de vitesse stellaire observées, c'est-à-dire $\log(M_{TNSM}) = [8,12 \pm 0,09] + [1,06 \pm 0,10] \log(M_{bulbe})$ ([Tremaine et al., 2002](#)). Nous avons supposé que la relation de [Marconi & Hunt \(2003\)](#) pouvait être étendue à l'ensemble des NAG contenus dans les amas de galaxies, et nous l'avons donc utilisé par la suite :

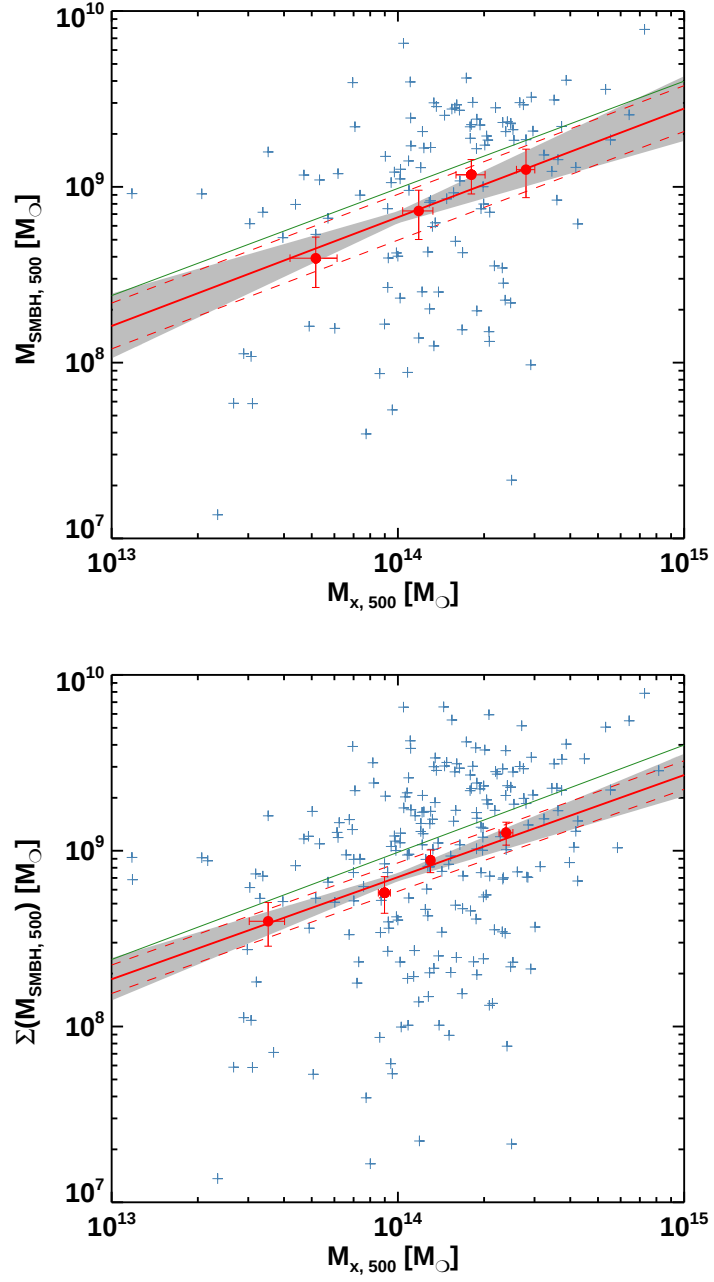


FIGURE 4.5 – Distribution des amas de galaxies dans le plan masses des TNSM – M_{500} pour l'échantillon *BCG-NAG* (figure du haut), pour l'échantillon *NAG* (figure du bas). Les cercles montrent les quantités moyennées. La ligne continue rouge montre le meilleur ajustement. La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . La dispersion autour de la relation est indiquée par les lignes en tirets. La ligne verte montre le meilleur ajustement obtenu par [Mittal et al. \(2009\)](#).

$$\log_{10} \left(\frac{M_{SMBH}}{M_{\odot}} \right) = [8,21 \pm 0,07] + [1,13 \pm 0,12] \left[\log_{10} \left(\frac{L_K^{NAG}}{L_{\odot}} \right) - 10,9 \right] \quad (4.6)$$

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

À partir de cette relation, nous avons estimé la masse des TNSM des NAG que nous avons précédemment identifié. Pour l'échantillon *NAG*, nous avons calculé la somme des masses de tous les TNSM se trouvant dans chaque amas. Puis nous avons contraint la relation $M_{TNSM} - M_{500}$ pour l'échantillon *BCG-NAG* et la relation $\sum(M_{TNSM}) - M_{500}$ pour l'échantillon *NAG* (Figure 4.5). Les valeurs des pentes et des normalisations des meilleurs ajustements linéaires de trouvent dans la Table 4.1.

Mittal et al. (2009), qui ont utilisé la même relation pour dériver la masse de leur TNSM, ont contraint la relation suivante : $M_{TNSM}/10^9 M_{\odot} = 0,98 \pm 0,08 \times (M_{500}/10^{14} M_{\odot})^{0,61 \pm 0,06}$. Notre relation pour l'échantillon *BCG-NAG*, $M_{TNSM} \propto M_{500}^{0,62 \pm 0,15}$, est donc en très bon accord avec la pente de leur relation, et est compatible à 1σ avec sa normalisation. Notre relation $\sum(M_{TNSM}) - M_{500}$ pour l'échantillon *NAG* est compatible à 1σ avec notre relation pour l'échantillon *BCG-NAG*.

La croissance de la masse des TNSM avec la masse des amas de galaxies provient de l'accrétion de matière sur celui-ci, ainsi que des fusions de TNSM se déroulant pendant les interactions galaxie-galaxie de leur hôtes. En utilisant des simulations numériques, Khan et al. (2011) et Tanikawa & Umemura (2011) ont montré que les fusions de TNSM peuvent se produire dans des intervalles de temps relativement courts, à l'échelle de quelques centaines de millions d'années. De plus, à l'aide d'un modèle théorique, Petri et al. (2012) ont montré que les fusions de TNSM sont le mécanisme principal de leur croissance à grands *redshifts*. D'un point de vue observationnel, seules quelques galaxies sont candidates pour héberger des TNSM binaires susceptibles de fusionner (par exemple Dotti et al., 2009). Récemment, Shields et al. (2011) et McGurk et al. (2011) ont chacun observé un cas de NAG binaires en cours de fusion. Mais les TNSM pourrait aussi grandir non seulement par l'accrétion de gaz froid provenant des fusions de galaxies (Best & Heckman, 2012), mais aussi par l'accrétion et le refroidissement du gaz chaud provenant des enveloppes de leur galaxie hôte, ou même par l'accrétion du gaz intra-amas dans le cas des BCG (Best et al., 2007). De plus, la croissance des TNSM par accrétion de gaz semble être maximale à grand *redshift*, lorsque le processus de rétroaction des NAG n'était pas encore assez élevé pour faire diminuer leur taux d'accrétion (DeGraf et al., 2012). À grand *redshift*, la population des amas de galaxies est principalement constitué de groupes de galaxies et d'amas de faibles masses. C'est donc dans ces objets que les TNSM ont fusionné, et que du gaz a été injecté dans les disques d'accrétion. Ces processus ont entraîné une diminution du nombre de NAG et une augmentation de leur activité.

La relation $M_{TNSM} - M_{500}$ met encore une fois en évidence la dépendance des propriétés des NAG avec les propriétés d'ensemble de leurs amas hôtes. L'existence de cette relation est évidente pour l'échantillon *BCG-NAG*, puisqu'elle découle de l'utilisation de relations d'échelle. En revanche, cela est moins évident pour la relation $\sum(M_{TNSM}) - M_{500}$ de l'échantillon *NAG*. En effet, dans ce cas, nous examinons le lien entre la masse totale

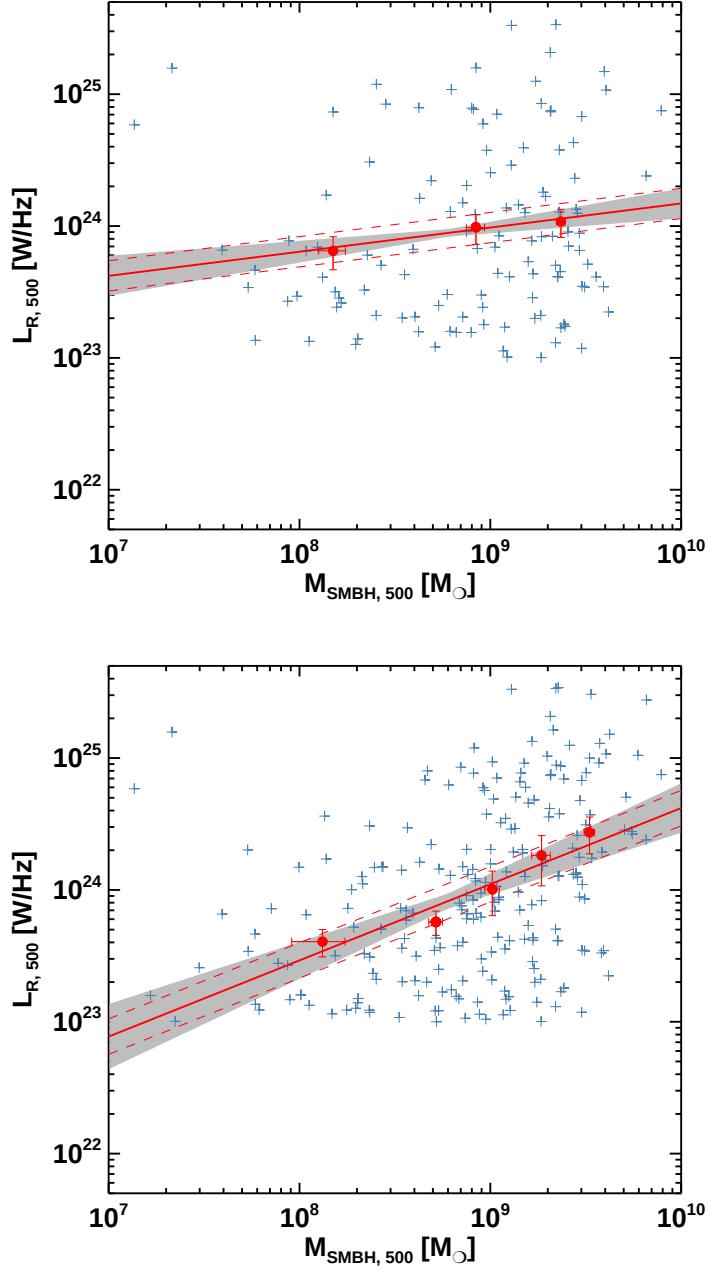


FIGURE 4.6 – Relations entre la luminosité radio et la masse des TNSM pour l'échantillon *BCG-NAG* (figure du haut) et pour l'échantillon *NAG* (figure du bas). Les cercles montrent les quantités moyennées. La ligne continue rouge montre le meilleur ajustement. La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . La dispersion autour de la relation est indiquée par les lignes en tirets.

des amas de galaxies et la masse cumulée des TNSM identifiés. Non seulement les galaxies centrale, mais l'ensemble de la population des NAG est donc sensible à l'environnement

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

dense des amas de galaxies.

À partir de la masse des TNSM et de leur luminosité radio, nous avons ensuite contraint la relation $L_R^{NAG} - M_{TNSM}$. Pour la totalité des GAR et pour l'échantillon *NAG*, nous avons mis en évidence des corrélations (Figure 4.6) qui confirment l'évolution de la luminosité radio des TNSM avec leur masse. Plusieurs études ont contraint la relation $L_R^{NAG} - M_{TNSM}$, comme par exemple [Lacy et al. \(2001\)](#) et [McLure & Jarvis \(2004\)](#) ($L_R \propto M_{TNSM}^{1.43}$), [Franceschini et al. \(1998\)](#) ($L_R \propto M_{TNSM}^{2.66}$), ou encore [Mittal et al. \(2009\)](#) ($L_R \propto M_{TNSM}^{4.10}$). D'autres travaux n'ont mis en évidence qu'une tendance (par exemple [Laor, 2000](#)), tandis que d'autres n'ont trouvé aucune corrélation (par exemple [Liu et al., 2006](#)). Les relations que nous avons obtenu ont des pentes plus faibles que celles dérivées dans de précédents travaux. La façon dans la luminosité radio des NAG évolue avec la masse de leur TNSM n'est donc pas encore bien défini.

Le milieu dense des amas de galaxies impacte l'activité des NAG. En contre-partie, ces derniers injectent de l'énergie dans le milieu intra-amas par le processus de rétroaction de la formation des galaxies et le chauffent. Les propriétés des amas sont donc modifiées par les NAG (Section 4.4.6).

4.4.6 La rétroaction de la formation des galaxies des NAG

L'énergie injectée par les NAG dans le MIA, en mode radiatif ou cinétique, est le meilleur candidat pour chauffer le MIA et stopper le refroidissement radiatif du gaz intra-amas (Section 2.3.3.3, et [McNamara & Nulsen, 2007](#); [Fabian, 2012](#), pour des revues). Pour tenter de quantifier cette énergie, nous avons estimé au premier ordre l'énergie pouvant être injectée dans le gaz intra-amas par les NAG, et ce, pour les échantillons *NAG* et *BCG-NAG*. La relation d'échelle entre la puissance radio des cavités générées par les chocs et les jets radio a déjà été contrainte (par exemple [Birzan et al., 2004](#); [Cavagnolo et al., 2010](#); [O'Sullivan et al., 2011](#)). Nous avons appuyé notre estimation sur la corrélation dérivée par [O'Sullivan et al. \(2011\)](#), qui a été contrainte avec le plus grand échantillon de groupes et d'amas de galaxies contenant des cavités radio détectées (Section 2.3.3.3).

L'énergie nécessaire pour contrebalancer le refroidissement radiatif des amas représente environ 10% de la luminosité X ([Fabian, 1994](#); [McNamara & Nulsen, 2007](#)). [Birzan et al. \(2004\)](#) ont montré que presque la moitié de leur échantillon de 18 amas ayant des cavités X détectées et générées par les NAG des BCG pouvaient réduire ou stopper le refroidissement des amas. En appliquant ce critère aux NAG que nous avons identifiés, nous avons trouvé qu'environ 17% de l'échantillon *NAG* et qu'environ 20% de l'échantillon *BCG-NAG* pourraient voir leur refroidissement radiatif complètement contrebalancé (Figure 4.7).

Pour quantifier la contribution des NAG non-centraux aux processus de rétroaction,

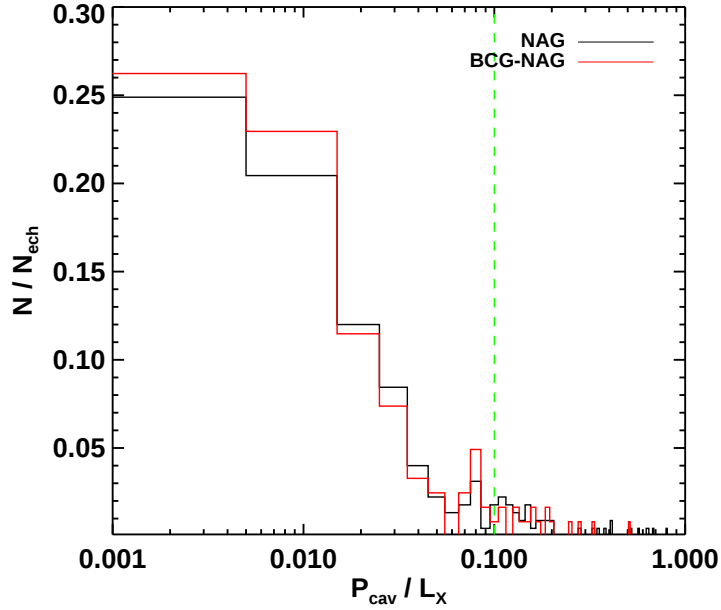


FIGURE 4.7 – Rapport entre la puissance des cavités radio générées par les jets radio des NAG et la luminosité X de l'échantillon *NAG* (en noir) et de l'échantillon *BCG-NAG* (en rouge).

nous avons sélectionné les amas hébergeant une BCG et au moins un autre NAG. Cela nous a donné un sous-échantillon de 56 amas de galaxies. Sur ces 56 amas, environ 56% de l'énergie injectée dans le MIA provient des BCG. Cela veut dire qu'environ 44% de l'énergie pourrait provenir des NAG non-centraux. Ces pourcentages sont présentés à titre spéculatif, et peuvent potentiellement indiquer le rapport entre la contribution des BCG et celle des NAG non-centraux.

La majorité des amas de notre échantillon n'hébergent pas de NAG capable de contrebalancer le refroidissement radiatif. Ces amas contiennent probablement des NAG dans des phases plus quiescentes. Nous rappelons ici que nous n'échantillonnons pas toutes les sources radio dans les amas, mais seulement les plus puissantes (Section 4.4.1). Cette limitation peut potentiellement affecter nos résultats et en faire une limite inférieure à l'énergie pouvant être injectée dans le MIA par les NAG.

4.5 Recherche de sources étendues et diffuses dans les amas de galaxies

Jusqu'à présent, la détection de sources radio étendues et diffuses dans les amas de galaxies a été limitée par la sensibilité nécessaire aux instruments pour les observer (Section 2.3.4). De plus, les halos et les reliques radio n'ont été observés que dans des amas

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

Échantillon	Nombre d'amas	A	α	σ_{raw}	X_{piv}	Y_{piv}
Brunetti et. (2009)	19	$0,87 \pm 0,06$	$2,40 \pm 0,31$	0,27	10^{45}	10^{24}
total	1 159	$0,41 \pm 0,14$	$0,48 \pm 0,09$	0,10	10^{45}	10^{24}
$L_X > 5 \times 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$	853	$0,58 \pm 0,06$	$0,78 \pm 0,11$	0,07	10^{45}	10^{24}
$L_X > 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	625	$0,63 \pm 0,04$	$0,92 \pm 0,09$	0,03	10^{45}	10^{24}
$L_X > 5 \times 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$	131	$0,65 \pm 0,05$	$1,03 \pm 0,28$	0,06	10^{45}	10^{24}

TABLE 4.2 – Paramètres des meilleurs ajustements linéaires de la relation d'échelle $\log_{10}(L_R/L_{R,piv}) = \log_{10} A + \alpha \times \log_{10}(L_X/L_{X,piv})$.

dynamiquement perturbés, c'est-à-dire des amas non-relaxés ou en cours de fusion. Sur la base des observations ROSAT, qui ont servi de base à l'élaboration du méta-catalogue MCXC, il n'est pas trivial de contraindre l'état dynamique des amas. Nous avons donc conduit une analyse statistique sur les amas du MCXC pour mettre en évidence les sources radio étendues et diffuses dans les amas. L'utilisation du méta-catalogue MCXC nous a permis d'étendre cette recherche jusque dans le domaine de masse des groupes de galaxies, c'est-à-dire environ $5 \times 10^{13} M_{\odot}$.

4.5.1 Luminosités diffuses X et radio

Nous avons basé notre recherche sur l'étude de la corrélation entre les luminosités X et radio des amas de galaxies. Pour les luminosités X, nous avons utilisé celles du méta-catalogue MCXC (Piffaretti et al., 2011). L'estimation des luminosités radio a quant à elle été dérivée à l'aide du relevé NVSS. Le NVSS ne peut pas détecter les sources étendues ayant une taille supérieure à environ $15'$. Les halos radio ont une taille caractéristique d'environ 1 Mpc. Nous avons donc limité notre analyse aux amas ayant un *redshift* supérieur à $z = 0,044$ (Giovannini et al., 1999). Cela correspond au halo radio d'un Mpc le plus proche qui pourrait être détecté avec le NVSS et réduit le nombre d'amas de notre échantillon à 1 544 objets. La valeur moyenne des rayons R_{500} de ces derniers est de $\bar{R}_{500} = 0,82 \pm 0,22$ Mpc. La valeur moyenne des ouvertures angulaires correspondantes est de $\bar{\theta}_{500} = 6,08 \pm 3,32$ arcminutes. Si ces amas hébergent des sources étendues, elles peuvent donc *a priori* être détectées par le NVSS. Pour dériver les luminosités radio, nous avons procédé comme suit :

1. Pour chaque amas de notre échantillon du catalogue MCXC, nous avons cherché l'image NVSS correspondante. Puis, des cartes de $20 \times R_{500}$ de côté, centré autour de la position des amas ont été extraites. Le NVSS ne contenant pas la totalité du ciel, nous avons travaillé sur un sous-échantillon de 1 159 amas.
2. Pour tenter d'estimer correctement l'émission diffuse, nous avons tout d'abord estimé l'émission radio totale des amas de galaxies à l'intérieur de R_{500} . Puis, nous avons

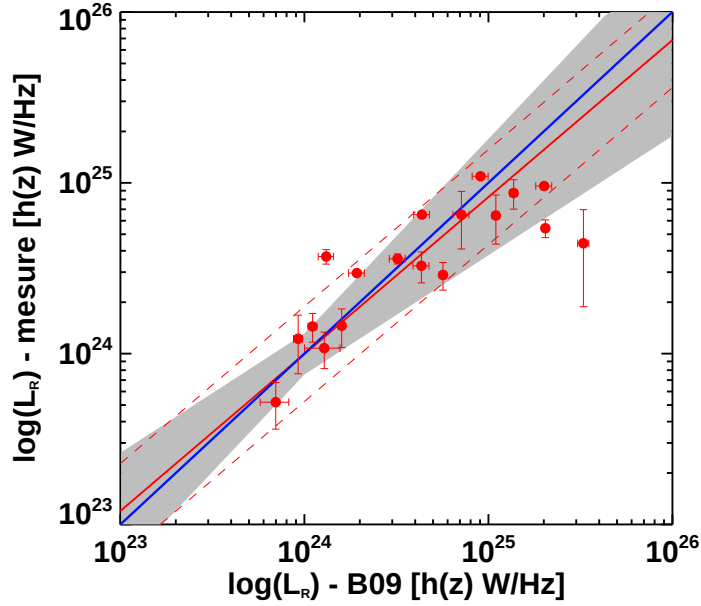


FIGURE 4.8 – Comparaison de l’estimation de nos luminosités radio avec celle de l’échantillon de B09. La ligne rouge montre le meilleur ajustement. La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . Les lignes en tirets montrent la dispersion autour de la relation. La ligne bleue illustre $L_R = L_R(\text{B09})$.

calculé l’émission radio des sources ponctuelles en utilisant le catalogue de sources NVSS (Condon et al., 1998). L’émission radio des amas a été définie comme étant l’émission totale soustraite de l’émission des sources ponctuelles.

3. Nous avons calculé les flux radio à l’intérieur d’un rayon R_{500} .
4. Nous avons finalement dérivé les luminosités radio, L_R , à 1,4 GHz, à l’intérieur de R_{500} (Équation 4.2). Pour s’affranchir des effets de l’expansion de l’Univers, nous avons corrigé les luminosités X (du catalogue MCXC) et radio avec le facteur d’évolution (Équation 1.20), en les normalisant de la façon suivante : $L_X \propto n_e^2 V \propto h(z)$ et $L_R \propto n_e V \propto h(z)^{-1}$ (Section 1.3, Arnaud, 2005).

Pour valider l’estimation de nos luminosités radio, nous avons exécuté une série de tests. Nous avons utilisé l’échantillon de 24 amas de galaxies hébergeant des sources étendues et diffuses détectées de Brunetti et al. (2009) (B09 par la suite). Nous avons identifié ces amas dans notre liste, et nous en avons trouvé 19 sur les 24. Les 5 autres amas ne sont soit pas dans le NVSS, soit pas dans le MCXC. Puis nous avons comparé nos luminosités radio avec celles de B09 (Figure 4.8). Nos luminosités sont légèrement plus faibles que celles de B09. Cela est dû aux temps de pose relativement courts des champs du NVSS (de 30 à 60 secondes), ainsi qu’à la sensibilité limitée du relevé à détecter l’intégralité de

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

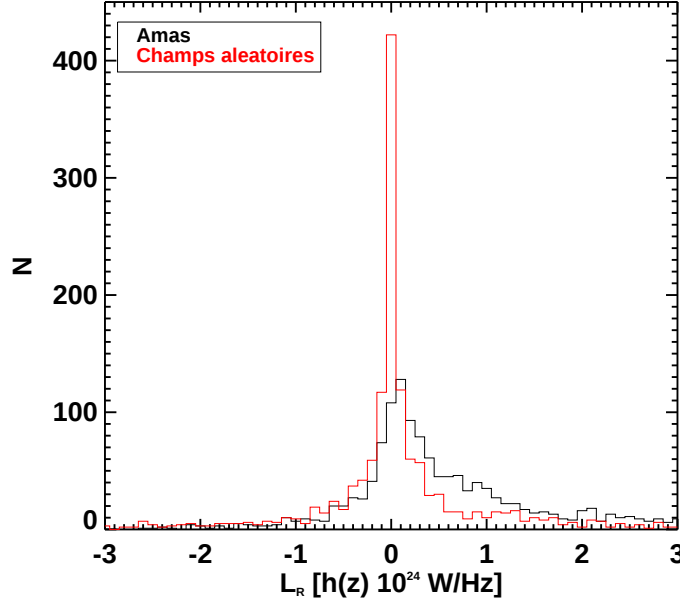


FIGURE 4.9 – Comparaison entre la distribution des luminosités radio des amas (en noir) et celle des champs aléatoires (en rouge).

l'émission diffuse (Giovannini et al., 1999). L'ajustement linéaire entre les deux luminosités radio est de $L_R \propto L_{R(B09)}^{0,93 \pm 0,22}$. Malgré une forte dispersion, nous sommes néanmoins compatibles avec les luminosités de B09.

De façon à tester la présence d'un signal radio provenant des amas et pour s'assurer qu'il n'y avait pas de biais systématiques dans le calcul de nos luminosités, nous avons ensuite comparé les luminosités radio des amas de notre liste avec celle de champs aléatoires. Pour ce faire, nous avons reproduit le calcul des luminosités radio pour 2 000 positions aléatoires distribuées sur tout le ciel, avec une coupure en latitude galactique de $|b| > 15^\circ$ pour s'affranchir de la contamination provenant des sources galactiques. Pour calculer ces luminosités, nous avons attribué à ces champs des *redshifts*, des rayons R_{500} et des températures kT_{500} qui suivent les distributions respectives du catalogue MCXC. Nous avons effectué un test F et un test de Kolmogorov-Smirnov entre la distribution des luminosités des amas et celle des champs aléatoires. Les résultats de deux tests sont compatibles avec zéro, ce qui nous permet de conclure que les distributions en luminosité sont différentes. La distribution des luminosités radio des amas est donc porteuse d'un signal significatif (Figure 4.9).

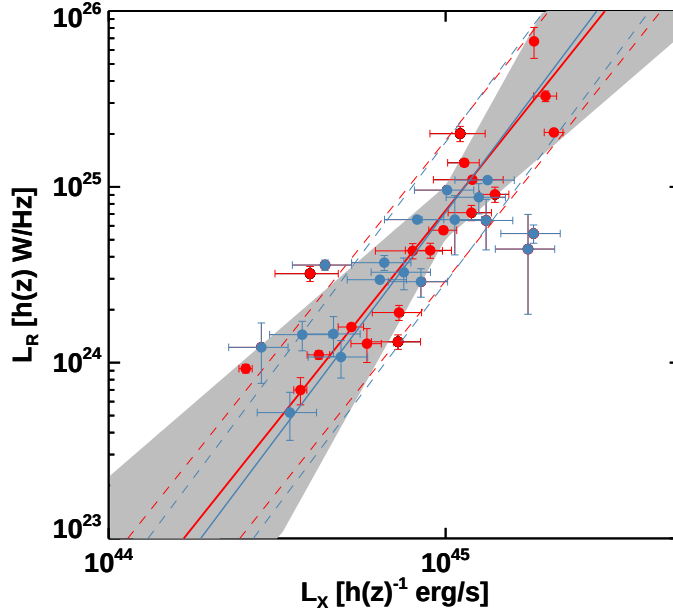


FIGURE 4.10 – Distribution de 19 des 24 amas de l'échantillon de B09 dans le plan $L_R - L_X$. Les lignes continues montrent les meilleurs ajustements pour les luminosités fournies par B09 (en rouge) et pour nos luminosités (en bleu). Les régions grisées correspondent à leur incertitude à 1σ . La dispersion autour des relations est indiquée par les lignes en tirets.

4.5.2 La corrélation $L_R - L_X$

Le test de validation de nos luminosités radio suivant a été de reproduire le travail de B09. Nous avons reporté les luminosités X et radio de leur échantillon d'amas et nous avons contraint le relation $L_R - L_X$ associée, en utilisant la méthode décrite à la section 4.3. Nous avons ensuite procédé de la même façon avec ces amas identifiés dans le MCXC et avec les luminosités X du MCXC et nos luminosités radio calculées (Figure 4.10). Les paramètres de nos meilleurs ajustements linéaires sont donnés dans la Table 4.2. Nous avons dérivé la relation $L_R \propto L_X^{2,40 \pm 0,31}$ avec les luminosités de B09 et la relation $L_R \propto L_X^{2,59 \pm 0,90}$ avec nos luminosités. Les dispersions des relations sont importantes. La pente de notre relation est néanmoins en accord avec celle de B09.

Le dernier test de validation de nos luminosités radio a été de comparer la relation d'échelle $L_R - L_X$ des amas de galaxies avec celle des champs aléatoires. Nous n'avons trouvé aucune corrélation $L_R - L_X$ pour les positions aléatoires (Figure 4.11). L'estimation de nos luminosités radio n'est donc pas biaisé par des effets systématiques. Néanmoins, cette relation a mis en évidence la présence d'une émission radio résiduelle moyenne uniforme d'une valeur de $2,26 \times 10^{21} \pm 3,78 \times 10^{19}$ W/Hz, due *a priori* aux sources ponctuelles non-résolues, au bruit instrumental du VLA et aux processus de reconstruction des cartes

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

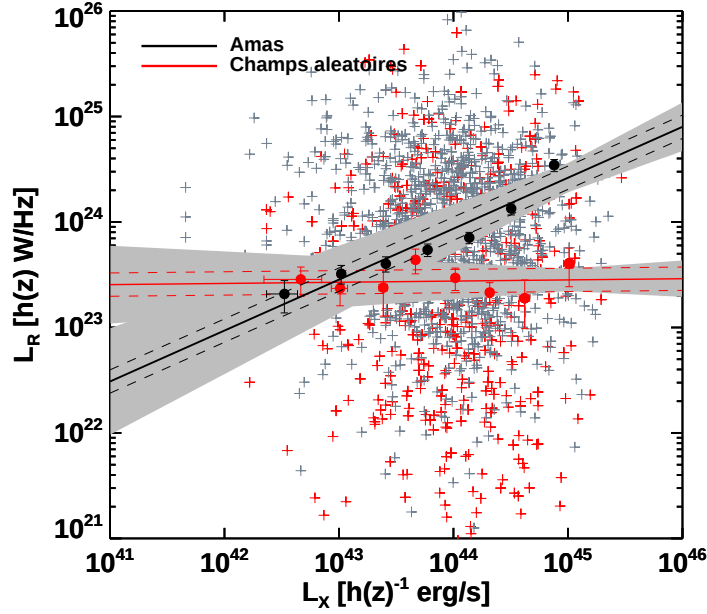


FIGURE 4.11 – Relation entre la luminosité X $[0,1-2,4]$ keV et radio à 1,4 GHz dans la direction des 1 159 amas de notre liste (bleu) et dans la direction de 2 000 positions aléatoires (rouges). Les croix marquent les valeurs des luminosités individuelles. Les valeurs moyennes dans les intervalles de L_X sont marquées par les cercles, avec les barres d’erreurs associées. Les lignes continues représentent les meilleurs ajustements. Les régions grisées correspondent à leur incertitude à 1σ . La dispersion autour des relations est indiquée par les lignes en tirets.

(Section 4.1). Comme pour le nombre d’occupation du halo, la convergence de cette émission résiduelle a été analysée avec la méthode de ré-échantillonnage. Celle-ci converge à partir de 500 positions aléatoires. L’extension aux 2 000 positions nous permet de faire diminuer la dispersion associée. Nous avons donc soustrait cette émission à nos luminosités radio. Bien que les cartes NVSS soient traitées pour avoir un fond radio quasi-nul, cette soustraction statistique permet de prendre en compte les variations du ciel radio. De plus, tout comme pour les sources ponctuelles (Section 4.4.1), n’ayant pas d’information sur le *redshift* des sources, cette soustraction nous a permis de prendre statistiquement en compte les galaxies d’avant et d’arrière-plan de nos amas.

Nous avons ensuite contraint la relation $L_R - L_X$ pour l’ensemble des 1 159 amas de galaxies de notre liste. Nous avons contraint cette relation pour deux luminosités radio (Figure 4.12) :

1. la luminosité radio calculée avec le flux total intégré à l’intérieur d’un rayon R_{500}
2. la luminosité radio précédente soustraite de la contribution des sources ponctuelles du catalogue NVSS dans ce même rayon

Les paramètres des meilleurs ajustements linéaires sont données dans la Table 4.2. Malgré de grandes dispersions, nous trouvons de fortes corrélations pour les deux luminosités radio, et ce, pour un grand intervalle de luminosités X ($10^{41} < L_X < 10^{45}$ erg/s). Ces corrélations ont des pentes plus plates que celle de B09 ($L_R \propto L_X^{0,48-0,58}$). Elles sont incompatibles au-delà de 3σ . Nos résultats sont plus proches de ceux que nous avons dérivé dans notre analyse des sources radio ponctuelles : $L_R^{GAR} \propto L_X^{0,78}$ (en vert sur la Figure 4.12), bien que la pente de cette dernière relation soit plus accentuée. Cela vient du fait que nous n’avons considéré que les GAR les plus brillants (Section 4.4.2). Il semble donc que l’émission radio du NVSS soit dominée par les sources ponctuelles.

Nos deux relations $L_R - L_X$ ont des pentes compatibles entre elles dans la limite de leurs barres d’erreurs. Cela veut dire que même soustraite des sources ponctuelles, l’émission radio du NVSS est encore dominée par des sources ponctuelles non-résolues.

La méthode statistique d’empilement (*stacking*) que nous avons utilisé sur le relevé NVSS ne semble donc pas approprié pour mettre en évidence le signal radio des sources étendues et diffuses. En effet, ces sources n’étant *a priori* pas présentes dans tous les amas, l’émission radio des amas hébergeant des sources étendue et diffuses est diluée parmi les amas n’en hébergeant pas. Au contraire, les sources radio ponctuelles étant présentes dans tous les amas, cette méthode est adaptée pour les caractériser.

Pour rechercher plus avant la signature de l’émission radio étendue et diffuse des amas, nous nous sommes ensuite placés dans la même gamme de masse que B09. Nous avons donc contraint la relation $L_R - L_X$ pour différentes coupures en luminosités X : $L_X > 5 \times 10^{43}$ erg.s⁻¹, $L_X > 10^{44}$ erg.s⁻¹, et $L_X > 5 \times 10^{44}$ erg.s⁻¹ (Figure 4.13). Nous avons obtenu respectivement des sous-échantillons de 853, 625 et 121 amas de galaxies. Les paramètres de nos meilleurs ajustements sont donnés dans la Table 4.2.

Nous avons trouvé des relations légèrement plus accentuées que la relation pour l’ensemble de notre échantillon d’amas, mais tout de même plus plates que celle de B09. Les trois relations sont compatibles entre elles. À nouveau, ces résultats sont plus compatibles avec notre relation pour les sources radio ponctuelles $L_R^{GAR} - L_X$. Bien qu’un certain nombre de sources radio étendues et diffuses soient détectés dans le NVSS (Figures 4.8, 4.10 et 4.14), nous n’avons donc pas retrouvé cette émission, mêmes pour les amas les plus massifs. Les sources radio ponctuelles non-résolues restent la composante principale de l’émission radio des amas de galaxies dans le relevé NVSS. Séparer ces deux composantes à partir des données X et radio à notre disposition n’est pas une tâche triviale. Dans l’état actuel de notre analyse, il nous est donc difficile de conclure plus avant à la présence statistique d’une émission étendue et diffuse.

Si les sources radio ponctuelles entrave la mise en évidence de l’émission des sources étendues et diffuses, la connaissance de l’état dynamique des amas est un autre paramètre important à prendre en compte. En effet, à partir de simulations numériques, [Skillman](#)

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

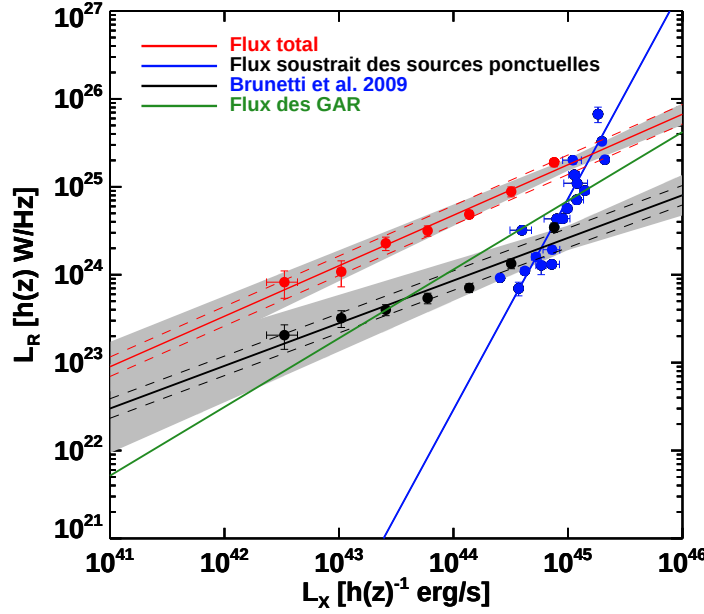


FIGURE 4.12 – Distribution dans le plan des luminosités radio-X des amas du MCXC. Les points noirs sont les 19 sur 24 amas de l’échantillon de B09. Les cercles sont les luminosités moyennées. Les lignes continues sont les meilleurs ajustements. La ligne verte correspond au meilleur ajustement dérivé pour les GAR (Section 4.4.3). Les régions grisées correspondent à leur incertitude à 1σ . La dispersion autour des relations est indiquée par les lignes en tirets.

et al. (2011) ont étudié les chocs produits par les fusions d’amas et les reliques radios qui y sont associées. Ils ont dérivé la relation suivante : $L_R \propto L_X^{1,4}$, et ont comparé leurs résultats avec les observations de Feretti (2002). Ces derniers ont contraint cette relation à $L_R \propto L_X^{2,0}$, avec 9 amas ayant des halos radio détectés. Tout comme nos échantillons, ceux de Skillman et al. (2011) présentent beaucoup de dispersion et la pente de leur relation est aussi plus plate que celle de la relation de leur travail de référence (Feretti, 2002). Ils ont effectué une coupure en luminosité X ($L_X \geq 10^{44} \text{ erg.s}^{-1}$) et ont obtenu une pente plus raide et plus en accord avec les résultats de Feretti (2002), c’est-à-dire $L_R \propto L_X^{2,2}$. Ils ont expliqué cette différence avec le biais de Malmquist-Eddington. En effet, jusqu’à présent, seules les sources radio étendues et diffuses les plus brillantes ont été observées. L’adjonction des sources plus faibles introduit deux effets sur la relation $L_R - L_X$. D’une part, elle ajoute de la dispersion dans la relation. D’autre part, les sources étendues et diffuses étant corrélées aux propriétés dynamiques des amas, les sources les plus faibles se trouvent dans les amas les moins massifs, dont l’intensité des turbulences associées aux fusions est moins importante que pour les amas massifs. Comme pour la population des NAG, l’extension de la relation $L_R - L_X$ aux amas de faibles masses apporte des contraintes supplémentaires qui font diminuer la pente de la relation.

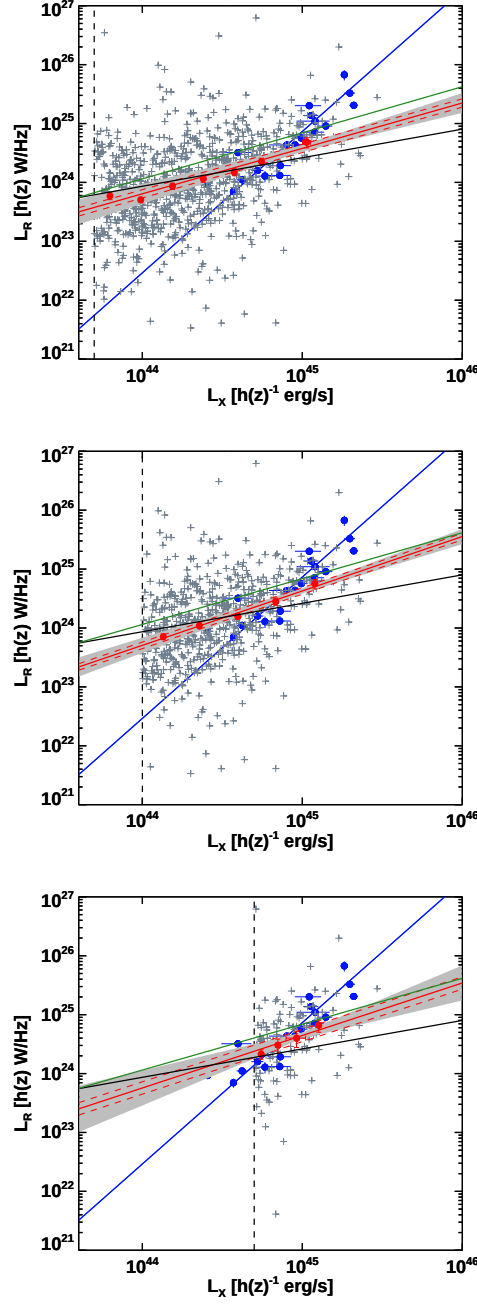


FIGURE 4.13 – Relations $L_R - L_X$ pour différentes coupures en luminosités X : $L_X > 5 \times 10^{43}$ erg.s $^{-1}$ (figure du haut), $L_X > 10^{44}$ erg.s $^{-1}$ (figure du milieu), et $L_X > 5 \times 10^{44}$ erg.s $^{-1}$ (figure du bas). Les cercles montrent les luminosités moyennées. Les lignes continues représentent les meilleurs ajustements pour la relation $L_R - L_X$ considérée (en rouge), pour l'ensemble de notre échantillon (en noir), et pour les GAR (en vert, Section 4.4.3). La région grisée correspond à son incertitude à 1σ . La dispersion autour de la relation est indiquée par les lignes en tirets. Les points bleus et la ligne bleue montrent les amas de l'échantillon de B09 et leur meilleur ajustement.

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

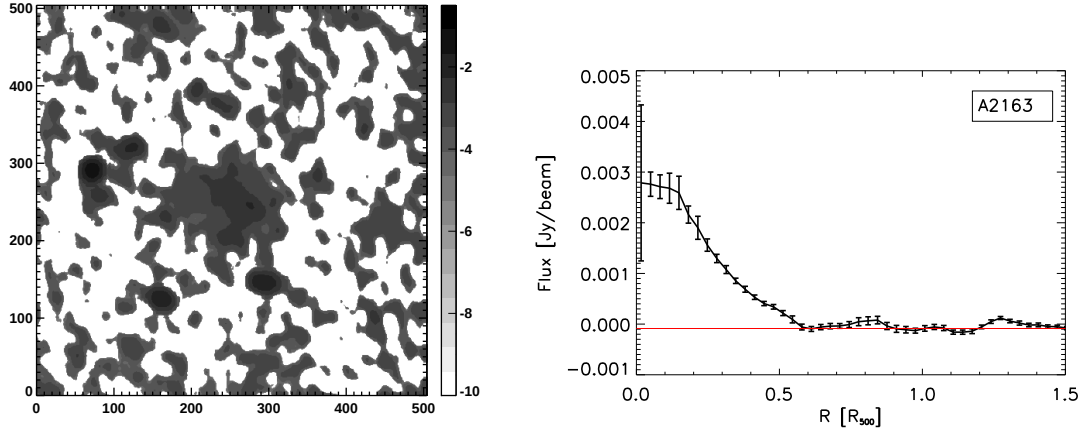


FIGURE 4.14 – Carte du flux radio de l’amas A2163 à 1,4 GHz extraite du relevé NVSS (figure à droite). Profil radial correspondant (figure à gauche).

De plus, B09 et [Enßlin et al. \(2011\)](#) ont mis en évidence une bimodalité de l’émission radio étendue et diffuse des amas de galaxies, liée à l’état dynamique des amas (Section 2.3.4). Ne pouvant pas séparer les amas hébergeant des sources étendues et diffuses brillantes des amas hébergeant des sources faibles, nous avons donc contraint la relation $L_R - L_X$ pour l’ensemble des amas de l’échantillon de B09, amas hébergeant des sources radio étendues et diffuses et amas n’en hébergeant pas (Figure 4.15). Nous avons obtenu le résultat suivant :

$$\log(L_R) = (0,13 \pm 0,09) \times \log(L_X)^{0,60 \pm 0,11} \quad (4.7)$$

Ce résultat est similaire avec celui que nous avons obtenu pour l’ensemble de notre échantillon. Cela confirme que le signal radio des sources étendues et diffuses est dilué parmi les amas de galaxies qui n’en hébergent pas.

4.6 Contraintes sur la contamination du signal SZ des amas de galaxies par les sources radio ponctuelles

L’analyse conduite sur la population des GAR dans les amas de galaxies nous a permis de contribuer à caractériser la contamination du signal SZ des amas de galaxies (Section 2.3.2.3) par les sources radio ponctuelles (voir par exemple les revues de [Rephaeli, 1995](#); [Birkinshaw, 1999](#)). [Aghanim et al. \(2005\)](#) ont montré que les sources radio introduisaient des erreurs systématiques sur la détermination du paramètre de Compton, plus grande d’un facteur 2 à 5 par rapport aux erreurs statistiques attendues par le relevé Planck. Les

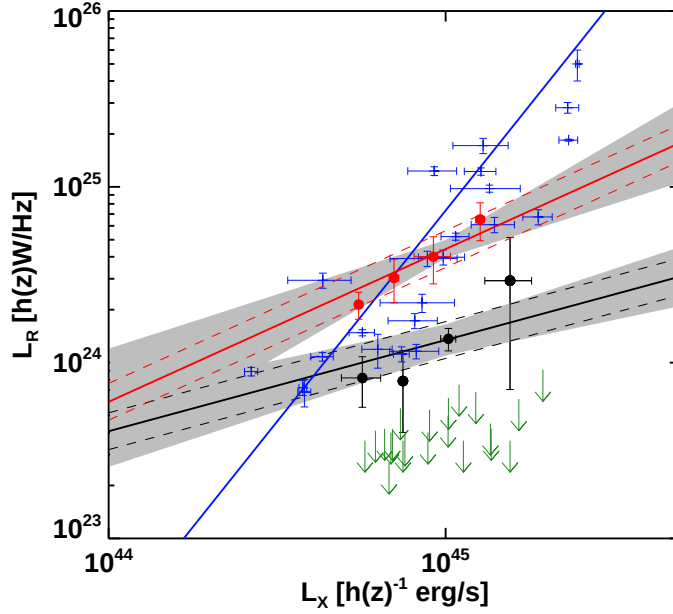


FIGURE 4.15 – Distribution dans le plan des luminosités radio-X des amas hébergeant des sources étendues et diffuses brillantes (en bleu) et ceux n’en hébergeant pas (limites inférieures vertes) de l’échantillon de B09. Les cercles représentent les valeurs moyennes dans des intervalles de L_X pour l’ensemble de l’échantillon de B09 (en noir) et pour nos amas ayant une luminosité X $L_X > 10^{44}$ erg/s (en rouge). Les lignes continues montrent les meilleurs ajustements linéaires pour l’ensemble des amas de B09 (en noir), pour les amas de B09 hébergeant des sources étendues et diffuses brillantes (en bleu), et pour nos amas ayant une luminosité X $L_X > 10^{44}$ erg/s (en rouge). Les régions grisées correspondent aux incertitudes à 1σ . Les dispersions autour des relations sont indiquées par les lignes en tirets.

sources radio ponctuelles peuvent donc biaiser l’estimation des paramètres cosmologiques (par exemple [Douspis et al., 2006](#)) et doivent être soustraites.

Dans le cadre de l’étude des lois d’échelle entre le signal mesuré par le satellite Planck et les autres quantités globales des amas, nous avons contribué, pour un échantillon de 62 amas de galaxies observés par les satellites Planck et XMM-Newton, à l’étude de la contamination du signal mesuré par Planck aux longueurs d’onde millimétriques par les sources radio ([Planck Collaboration et al., 2011c](#)). À l’aide des catalogues de sources du NVSS et du SUMSS, nous avons cherché les sources radio se trouvant à l’intérieur d’une ouverture angulaire de R_{500} , autour du centre des 62 amas. Seuls deux amas contiennent des sources radio assez brillantes pour biaiser la mesure du signal SZ, c’est-à-dire $S_{1.4 \text{ GHz}} \gtrsim 1 \text{ Jy}$.

L’exclusion de ces sources dans l’ajustement linéaire des lois d’échelles (par exemple $Y_{500} - M_{500}$ ou $Y_{500} - T_X$) a montré que les modifications de pente, de normalisation et de dispersion intrinsèque étaient négligeables par rapport aux incertitudes sur les relations. La contamination par les sources radio dans cet échantillon de 62 amas a donc été considéré

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

négligeable.

4.7 Conclusions

Nous avons conduit une analyse statistique de l'émission radio observée dans la direction des amas de galaxies, qui est un traceur des processus d'accélération. Cette émission provient des sources étendues et diffuses et des sources ponctuelles. Pour mettre en évidence l'émission radio étendue et diffuse pour un grand nombre d'amas, notre étude nous a mené à investiguer la dépendance de la population des GAR avec leur environnement à grande échelle. De part la sélection des GAR, notre analyse est biaisée vers les objets radio les plus puissants. Néanmoins, nos hypothèses nous permettent d'échantillonner nos GAR correctement. Nos résultats montrent que les propriétés des GAR sont intimement liées à celles des amas de galaxies. Nos principaux résultats sur notre étude de la population des GAR dans les amas de galaxies sont les suivants :

1. Nous avons contraint les relations $f_{GAR} - M_{500}$ et $f_{NAG} - M_{500}$. Nous avons trouvé des anti-corrélations claires, qui impliquent que les GAR et les NAG sont plus nombreux dans les groupes de galaxies et les amas de faibles masses. Ce résultat appuie l'hypothèse que l'activité radio des GAR et des NAG, bien que d'origine physique différente, est amorcée ou alimentée par les interactions galaxie-galaxie. En effet, ces interactions sont favorisées dans les structures dont les galaxies n'ont pas des dispersions de vitesse trop élevées. De plus, les fusions de TNSM, issues de ces interactions, peuvent aussi faire décroître le nombre de NAG dans les amas les plus massifs.
2. Nous avons contraint l'évolution de la luminosité radio des GAR avec la luminosité X des amas de galaxies. Nous avons montré que les GAR contenues dans les amas les plus massifs ont une luminosité radio plus élevée. Nous avons aussi dérivé la masse des TNSM des NAG que nous avons identifié et contraint la relation $M_{TNSM} - M_{500}$. Nous avons montré que la masse des TNSM évolue avec la masse des amas de galaxies. Nous avons de plus contraint la relation $L_R - M_{TNSM}$ et nous avons montré que les NAG les plus brillants sont aussi ceux qui ont les TNSM les plus massifs.

Ces résultats montrent que l'activité des NAG est liée aux propriétés de leur TNSM et notamment à leurs masses. La masse des TNSM est plus importante dans les amas les plus massifs. Cela est probablement dû aux fusions de TNSM qui génèrent des TNSM de masses plus élevées et à la croissance des TNSM par l'accrétion de gaz provenant des enveloppes de leurs galaxies hôtes, ainsi que par l'accrétion de gaz intra-amas refroidit dans le cas des NAG centraux.

3. Nous avons estimé l'énergie qui pouvait être injectée dans le MIA par les NAG. Nous avons montré qu'environ 17 à 20% des amas de nos échantillons contiennent

des NAG ayant un état d'activité actuel pouvant contrebalancer complètement le refroidissement radiatif au centre des amas. Les autres amas hébergent probablement des NAG centraux plus quiescents.

4. Nous avons contribué à caractériser la contamination par les sources radio ponctuelles, du signal SZ des amas de galaxies détectés par le satellite Planck. Cette contamination n'impacte pas les relations d'échelle des amas, et est donc négligée.

L'activité des NAG étant liée aux interactions galaxie-galaxie, celle-ci varie donc au cours du temps. En effet, [Trippe et al. \(2011\)](#) ont suivi l'activité des NAG dans l'intervalle de fréquence 80–267 GHz pendant une période de 14 ans. Ils ont montré que l'émission des NAG varie d'un facteur 2 – 8 sur plusieurs années, et ce, sans période régulière apparente et que la population des NAG passe de phases quiescentes à des phases actives. Cette variabilité temporelle introduit de plus de la dispersion dans les relations $f_{NAG} - M_{500}$, $L_R^{NAG} - L_X$ et $M_{TNSM} - M_{500}$ que nous avons étudié. Un suivi temporel des NAG peut nous permettre de les séparer en fonction de leur stade d'activité et nous permettre ainsi de mieux lier l'activité des noyaux actifs de galaxies avec les propriétés des amas qui les hébergent.

Quant à la recherche de l'émission radio étendue et diffuse dans les amas de galaxies, nous avons montré que :

1. Les luminosités radio que nous avons dérivé sont plus faibles que celles mesurées par l'observation individuelle des amas de galaxies. Cela est dû à la sensibilité et aux temps de pose du relevé NVSS, que nous avons utilisé dans notre analyse. En cherchant les amas de galaxies de l'échantillon de B09 dans le NVSS, nous avons néanmoins contraint une relation $L_R - L_X$ en bon accord avec celle dérivée par ces auteurs.
2. Il existe une forte corrélation entre l'émission radio et la luminosité X pour l'ensemble de notre échantillon d'amas, qui couvre le domaine de masse des groupes aux amas de galaxies. La pente de la notre relation $L_R - L_X$ est toutefois plus faible que celle dérivée par B09 et est similaire à nos résultats sur les GAR. Cela est dû d'une part, au fait que nous avons été très vite confronté à la contamination des sources radio ponctuelles non-résolues. Ces sources sont la composante principale de l'émission radio du NVSS de presque l'ensemble de notre échantillon d'amas. Il ne nous a donc pas été possible de mettre en évidence l'émission des sources étendue et diffuse, même pour les amas les plus massifs, car celle-ci est diluée par les amas n'hébergeant pas de telles sources. D'autre part, les halos et les reliques sont liés aux perturbations dynamiques des amas. N'ayant pas cette information avec les données à notre disposition, nous n'avons pas pu séparer les amas en fonction de leur état

4. ÉMISSION NON-THERMIQUE DANS LES AMAS DE GALAXIES

dynamique, et mettre ainsi en évidence la bimodalité attendue dans l'émission radio des halos. Cependant, en utilisant l'ensemble de l'échantillon d'amas de galaxies de B09, amas hébergeant des sources étendues et amas n'en hébergeant pas, pour contraindre la relation $L_R - L_X$, nous avons obtenu des résultats similaires à ceux que nous avons dérivé pour l'ensemble de notre échantillon d'amas.

L'état dynamique des amas conditionne donc aussi bien l'activité des GAR et des NAG, que la présence de sources radio étendues, diffuses et brillantes.

Nous sommes aujourd'hui limités par la sensibilité des instruments d'observation à détecter les sources radio étendues et diffuses. La nouvelle génération de télescopes radio de basses fréquences comme le *Low Frequency Array* (LOFAR), le *Square Kilometre Array* (SKA), ou son précurseur, le *Murchison Widefield Array* (MWA), permettra l'observation intensive des sources radio étendues et diffuses, ainsi que la possibilité de faire des relevés radio de faible brillance de surface. La combinaison et la comparaison avec des observations à d'autres longueurs d'onde devraient nous permettre d'aller plus avant dans notre compréhension de ces sources. En particulier, l'adjonction des données de très hautes énergies, avec le satellite Fermi ou le futur *Cherenkov Telescope Array*, nous offre un autre moyen de tracer les populations non-thermiques du milieu intra-amas, et de contraindre plus avant les processus physiques à l'origine des sources radio étendues et diffuses (Section 2.3.4).

Conclusion et perspectives

Les processus physiques non-gravitationnels qui gouvernent la composante baryonique des amas de galaxies impactent leur formation, leur évolution et leurs propriétés physiques. Ces processus modifient les propriétés des amas par rapport aux prédictions théoriques des modèles purement gravitationnels dans lesquels l’Univers est dominé par la présence de matière et d’énergie noire. Dans cette thèse, nous nous sommes concentrés sur deux de ces processus. Nous avons étudié l’effet de la présence de poussière dans le milieu intra-amas, la dépendance des propriétés physiques des noyaux actifs de galaxies avec celles des halos qui les hébergent, et l’impact des noyaux actifs de galaxies sur le milieu intra-amas. Nous avons aussi cherché à mettre en évidence la présence d’émission radio étendue et diffuse parmi la population des groupes et des amas de galaxies.

Avec une approche théorique, nous avons montré que la poussière a un impact non-négligeable sur les propriétés structurelles et d’échelle des amas de galaxies. La normalisation des lois d’échelle liant les propriétés du gaz intra-amas avec la masse de ces derniers est significativement modifiée, notamment dans le cas des relations $L_X - M$, $Y - M$ et $S - M$. La distribution de matière est aussi modifiée par la présence de poussière, notamment au centre des amas, où la densité est la plus élevée et où le refroidissement dû aux poussières est donc le plus efficace. Nous avons montré que le refroidissement dû aux poussières est intimement lié aux propriétés physiques de la poussière et que la taille des grains de poussière a autant d’impact que son abondance. Enfin, la poussière agit sur le gaz-intra-amas à grand *redshift* et influence donc les amas de galaxies dès leur formation, et tout au long de leur évolution.

Néanmoins, le modèle simple que nous avons implémenté peut être amélioré. En particulier, la prise en compte des processus de création et de destruction de la poussière, ainsi que des processus de transport des poussières des galaxies vers le milieu intra-amas, et de leur transport au sein même de ce dernier est important. Une modélisation plus réaliste de ces processus, implémentés dans des simulations numériques de hautes résolu-

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

tions, permettra donc de contraindre plus avant l'impact de la poussière sur la formation et l'évolution des grandes structures de l'Univers.

D'un point de vue observationnel, l'utilisation des données et l'observation aux longueurs d'onde infra-rouge des amas de galaxies par les satellites Spitzer, Herschel ou prochainement Spica, peuvent permettre de contraindre la distribution spatiale de la poussière dans les amas, ainsi que l'abondance de poussière contenue dans ceux-ci. Néanmoins, cette étude n'est pas triviale car elle nécessite de soustraire au mieux l'émission infra-rouge des galaxies. Pour mettre en évidence cette émission de poussière, les stratégies adéquates pourraient être soit une analyse approfondie de quelques sources représentatives de la population des amas, soit une approche statistique sur un grand échantillon.

À l'aide d'une approche observationnelle, nous avons montré que les propriétés physiques des noyaux actifs de galaxies sont étroitement liées à celles du milieu intra-amas, et que noyaux actifs de galaxies et milieu intra-amas co-évoluent. Nous avons montré que même si la fraction de NAG décroît avec la masse des amas, leurs luminosités radio et la masse de leurs trous noirs supermassifs, elles, augmentent avec la masse des amas. Cela est dû aux interactions galaxie-galaxie. Au travers de ces dernières, l'activité des NAG est amorcée ou alimentée. En effet, elles permettent l'apport de matière, ainsi que la coalescence de leurs trous noirs supermassifs. Les interactions galaxie-galaxie sont favorisées dans les groupes et les amas de galaxies de faibles masses, où les dispersions de vitesse des galaxies ne sont pas trop élevées. Les NAG sont donc plus nombreux dans les groupes et les amas de galaxies de faibles masses. Les fusions de galaxies et l'accrétion de matière font augmenter la masse des trous noirs supermassifs et la luminosité des NAG qui les hébergent. Nous avons aussi montré que l'ensemble de la population des NAG dans les amas, et pas uniquement les NAG centraux, est corrélé aux propriétés des halos. Enfin, nous avons montré que pour environ 15 à 20% des amas de notre échantillon, l'état d'activité actuel des NAG qu'ils hébergent pourrait permettre de contrebalancer complètement le refroidissement radiatif au centre des amas. Pour les amas restants, leur NAG centraux sont probablement dans une phase plus quiescente. Cela est dû à la variabilité de l'activité des NAG au cours du temps.

Cette variabilité temporelle introduit par ailleurs de la dispersion dans les relations d'échelle que nous avons étudié ($f_{NAG} - M_{500}$, $L_R^{NAG} - L_X$, $M_{TNSM} - M_{500}$). Un suivi temporel de ces sources peut permettre de les séparer en fonction de leur stade d'activité, et permettre ainsi de mieux lier l'activité des noyaux actifs de galaxies avec les propriétés des amas qui les hébergent.

Quant à notre recherche de l'émission radio étendue et diffuse dans les amas de galaxies, à partir du relevé NVSS, notre analyse statistique a été très vite confrontée à la contamination des sources radio ponctuelles résolues et non-résolues. Ces dernières sont

la composante principale de l'émission radio totale de presque l'ensemble de notre échantillon d'amas, qui couvre l'intervalle de masse des groupes aux amas de galaxies. Nous n'avons donc pas mis en évidence d'émission des sources étendue et diffuse, même pour les amas les plus massifs. D'autre part, les halos et les reliques sont liés aux perturbations dynamiques des amas. Sans cette information, qui est difficile à obtenir avec les données à notre disposition, nous n'avons pas pu mettre en évidence la bimodalité attendue dans l'émission radio des halos.

Cet état dynamique des amas conditionne aussi bien le niveau d'activité des sources radio ponctuelles comme les NAG, que la présence d'électrons relativistes non-thermiques dans le milieu intra-amas, qui est à l'origine des sources radio étendues et diffuses.

Actuellement, nous sommes limités par la sensibilité des instruments d'observation à détecter les sources radio étendues et diffuses. Les télescopes radio de basses fréquences de nouvelle génération, tels que LOFAR, MWA, SKA... vont permettre leur observation intensive, ainsi que la possibilité de conduire des relevés de faible brillance de surface. La comparaison et la combinaison avec des données à d'autres longueurs d'onde devraient permettre des avancées importantes dans notre compréhension de ces sources. Par exemple, l'ajout d'observations à très hautes énergies, avec le satellite Fermi ou le futur *Cherenkov Telescope Array*, est un autre moyen de tracer les populations non-thermiques du milieu intra-amas, et d'en comprendre les origines.

Enfin, d'un point de vue théorique, si les processus de rétroaction commencent à être implémentés de façon efficace dans des simulations numériques depuis un certain nombre d'années, les processus d'accélération à l'origine des sources radio étendues et diffuses le sont moins. L'ajout de ces processus dans des simulations de formation des structures permettra de mieux reproduire et de mieux comprendre les processus de formation et d'évolution des sources radio, aux regards des contraintes observationnelles.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Publications

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

1. **Lanoux, J.** ; Pointecouteau, E. ; Giard, M., 2012, en préparation (draft disponible)
A statistical investigation of the population of AGN in galaxy clusters
2. Morgenthaler, A. ; Petit, P. ; Saar, S. ; Solanki, S. K. ; Auriere, M. ; Dintrans, B. ; Fares, R. ; Gastine, T. ; **Lanoux, J.** ; Lignieres, F. ; Marsden, S. C. ; Morin, J. ; Paletou, F. ; Ramirez Velez, J. C. ; Theado, S. ; Van Grootel, V., 2012, A&A, 540, 138
Long-term magnetic field monitoring of the Sun-like star ξ Bootis A
3. Planck Collaboration, 2011, A&A, 536, 11
Planck early results. XI. Calibration of the local galaxy cluster Sunyaev-Zeldovich scaling relations
4. Petit, P. ; Lignieres, F. ; Wade, G. A. ; Auriere, M. ; Bohm, T. ; Bagnulo, S. ; Dintrans, B. ; Fumel, A. ; Grunhut, J. ; **Lanoux, J.** ; Morgenthaler, A. ; van Grootel, V., 2010, A&A, 523, 41
The rapid rotation and complex magnetic field geometry of Vega
5. Petit, P. ; Dintrans, B. ; Morgenthaler, A. ; van Grootel, V. ; Morin, J. ; **Lanoux, J.** ; Auriere, M. ; Konstantinova-Antova, R., 2009, A&A, 508, 9
A polarity reversal in the large-scale magnetic field of the rapidly rotating sun HD 190771
6. Pointecouteau, Etienne ; da Silva, Antonio ; Catalano, Andrea ; Montier, Ludovic ; **Lanoux, Joseph** ; Roncarelli, Mauro ; Giard, Martin, 2009, AdSpR, 44, 440
Simulating the impact of dust cooling on the statistical properties of the intra-cluster medium
7. da Silva, Antonio C. ; Catalano, Andrea ; Montier, Ludovic ; Pointecouteau, Etienne ; **Lanoux, Joseph** ; Giard, Martin 2009, MNRAS, 396, 849
The impact of dust on the scaling properties of galaxy clusters

Communications

1. Morgenthaler, A. ; Petit, P. ; Auriere, M. ; Dintrans, B. ; Fares, R. ; Gastine, T. ; **Lanoux, J.** ; Lignieres, F. ; Morin, J. ; Ramirez, J. ; Theado, S. ; van Grootel, V.
Long-term magnetic field monitoring of the sun-like star ξ Bootis A
ASPC, 448, 1203
2. **Lanoux, J.** ; Pointecouteau, E. ; Giard, M., [[astro-ph/1101.5010](#)]
A statistical investigation of the radio emission of clusters : role of AGNs
Non-thermal phenomena in colliding galaxy clusters, 2010, Nice, France
3. Morgenthaler, A. ; Petit, P. ; Auriere, M. ; Dintrans, B. ; Fares, R. ; Gastine, T. ; **Lanoux, J.** ; Lignieres, F. ; Morin, J. ; Ramirez, J. ; Theado, S. ; van Grootel, V., [[astro-ph/1012.0198](#)]
Long-term magnetic field monitoring of the sun-like star ξ Bootis A
SF2A, 269, 2010
4. Morin J., Donati J. -F., Petit P., Albert L., Auriere M., Cabanac R., Catala C., Delfosse X., Dintrans B., Fares R., Forveille T., Gastine T., Jardine M., Konstantinova-Antova R., **Lanoux J.**, Lignieres F., Morgenthaler A., Paletou F., Ramirez Velez J. C., Solanki S. K., Theado S., Van Grootel V., [[astro-ph/1009.2589](#)]
Exploring the magnetic topologies of cool stars
IAUS, 2011, 273, 181
5. **Lanoux, J.** ; Pointecouteau, E. ; Giard, M. ; Montier, L., [[astro-ph/1006.0572](#)]
Statistical investigation of the non-thermal emission of galaxy clusters
45^{ème} Rencontres de Moriond, 2010, La Thuile, Italie
6. **Lanoux, J.** ; Pointecouteau, E. ; Giard, M.
L'impact de la poussière sur la formation et l'évolution des grandes structures de l'Univers
Séminaire au CESR, 2008

Ma contribution au programme d'observation des champs magnétiques stellaires avec le spectropolarimètre NARVAL installé sur le télescope Bernard Lyot au Pic du Midi m'a permis, en tant qu'observateur, de co-signer trois publications (Petit et al., 2009, 2010, Morgenthaler et al., 2012).

The impact of dust on the scaling properties of galaxy clusters

Antonio C. da Silva,^{1,2*} Andrea Catalano,³ Ludovic Montier,⁴ Etienne Pointecouteau,⁴ Joseph Lanoux⁴ and Martin Giard⁴

¹*Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal*

²*Institut d'Astrophysique Spatiale, Bat 121, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France*

³*Observatoire de Paris – LERMA, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

⁴*Université de Toulouse, CNRS, UMR 5187 CESR, 9 av. du Colonel Roche, 31400 Toulouse, France*

Accepted 2009 January 19. Received 2008 December 23; in original form 2008 August 14

ABSTRACT

We investigate the effect of dust on the scaling properties of galaxy clusters based on hydrodynamic N -body simulations of structure formation. We have simulated five dust models plus radiative cooling and adiabatic models using the same initial conditions for all runs. The numerical implementation of dust was based on the analytical computations of Montier & Giard. We set up dust simulations to cover different combinations of dust parameters that make evident the effects of size and abundance of dust grains. Comparing our radiative plus dust cooling runs with a purely radiative cooling simulation, we find that dust has an impact on cluster scaling relations. It mainly affects the normalization of the scalings (and their evolution), whereas it introduces no significant differences in their slopes. The strength of the effect critically depends on the dust abundance and grain size parameters as well as on the cluster scaling. Indeed, cooling due to dust is effective in the cluster regime and has a stronger effect on the ‘baryon driven’ statistical properties of clusters such as L_X – M , Y – M , S – M scaling relations. Major differences, relative to the radiative cooling model, are as high as 25 per cent for the L_X – M normalization, and about 10 per cent for the Y – M and S – M normalizations at redshift zero. On the other hand, we find that dust has almost no impact on the ‘dark matter driven’ T_{mw} – M scaling relation. The effects are found to be dependent in equal parts on both dust abundances and grain size distributions for the scalings investigated in this paper. Higher dust abundances and smaller grain sizes cause larger departures from the radiative cooling (i.e. with no dust) model.

Key words: methods: numerical – galaxies: clusters: general – large-scale structure of Universe.

1 INTRODUCTION

From the first stages of star and galaxy formation, non-gravitational processes drive together with gravitation the formation and the evolution of structures. The complex physics they involve rule the baryonic component within clusters of galaxies, and in a more general context within the intergalactic medium (IGM; see the review by Voit (2005) and references therein). The study of these processes is the key to our understanding of the formation and evolution of the large-scale structure of the Universe. Indeed, understanding how their heating and cooling abilities affect the thermodynamics of the IGM at large scales and high redshifts, and thus that of the intra-cluster medium (ICM) once the gas gets accreted on to massive haloes, is a major question still to be answered. The continuous

accretion and the merger events through which a halo is assembled lead to a constant interaction of the IGM gas with the evolving galactic component. Within denser environments, like clusters, feedback provided by active galactic nuclei (AGN) balances the gas cooling (see, e.g., Cattaneo & Teyssier 2007; McNamara & Nulsen 2007; Conroy & Ostriker 2008 for a review). Also, from high redshifts, the rate of supernovae drives the strength of the galactic winds and thus the amount of material that ends up being ejected within the IGM and the ICM (see Loewenstein 2006). These ejecta are then mixed in the environment by the action of the surrounding gravitational potential and the dynamics of cluster galaxies within.

For a long time, X-ray observations have shown the abundant presence of heavy elements within the ICM (see e.g., Sarazin 1988; Arnaud 2005). Physical processes like ram-pressure stripping, AGN interaction with the ICM, galaxy–galaxy interaction or mergers are scrutinized within analytical models and numerical simulations in order to explain the presence of metals (see, e.g., Domainko et al.

*E-mail: asilva@astro.up.pt

2006; Kapferer et al. 2006; Moll et al. 2007). Moreover, it is obvious that the process of tearing of material from galaxies leads not only to the enrichment of the ICM/IGM in metal, but in gas, stars and dust as well.

Recent work on numerical simulations (Murante et al. 2004, 2007; Conroy, Wechsler & Kravtsov 2007) has stressed the role of hierarchical building of structures in enriching the ICM with stars in a consistent way with the observed amount of ICM globular clusters, and ICM light. Indeed, the overall light coming from stars in between cluster galaxies represents an important fraction of the total cluster light: for instance, Krick & Bernstein (2007) measured 6–22 per cent from a sample of 10 clusters. The effect of a diffuse dust component within the IGM/ICM is less well known. A few observational studies with the *ISO* and *Spitzer* satellites have tried without success to detect the signature of such a component (Stickel et al. 1998, 2002; Bai et al. 2006, 2007). More successfully, Montier & Giard (2005) have obtained a statistical detection, via a stacking analysis, of the overall infrared (IR) emission coming from clusters of galaxies. However, they were not able to disentangle the IR signal from dusty cluster galaxies from a possible ICM dust component. On the other hand, from a theoretical point of view a few works have looked at the effect of dust on the ICM (Popescu et al. 2000) or in conjunction with the enrichment of the ICM in metals (Aguirre et al. 2001). However, the effect of dust on a ICM/IGM-type thermalized plasma has been formalized by Montier & Giard (2004). These authors have computed the cooling function of dust taking into account the energetic budget for dust. They have shown the ability of dust to be a non-negligible cooling/heating vector depending on the physical properties of the environment.

Dust thus comes, within the ICM/IGM, as an added source of non-gravitational physics that can potentially influence the formation and the evolution of large-scale structure in a significant way. Indeed, since a redshift of $z \simeq 2$ –5 during which the star formation activity reached its maximum in the cosmic history, large amounts of dust have been produced and thus ejected out of galaxies due to violent galactic winds into the IGM (Springel & Hemquist 2003). As this material is then accreted by the forming haloes, one can wonder about the impact produced by dust on the overall properties of clusters of galaxies once assembled and thermalized. In a hierarchical Universe, the population of clusters is self-similar, thus it is expected to present well-defined structural and scaling properties. However, to date, it is common knowledge that the observed properties deviate from the prediction by a purely gravitational model (see, Arnaud 2005; Voit 2005 for reviews). It is thus important to address the issue of the impact of dust on the statistical properties of structures such as clusters of galaxies, in the same way as is done for AGNs, supernovae, stripping or mergers.

In order to tackle this question, we have put into place the first N -body numerical simulations of hierarchical structure formation implementing the cooling effect of dust according to the dust nature and abundance. In this paper, we present the first results of this work focusing on the scale of galaxy clusters, and more specifically on their scaling properties. The paper is organized as follows: we start by presenting the physical dust model and how it is implemented in the numerical simulation code. In Section 3, we describe the numerical simulations and the various runs (i.e. model) that have been tested. From these simulations, our analysis concerns the galaxy cluster scale, and focuses on the impact of the presence of dust on the scaling relation of clusters. In Section 4, we present our results on the T – M , S – M , Y – M and L_X – M relations. The derived results are presented in Section 5 and discussed in Section 6.

2 THE DUST MODEL

In our numerical simulations, the implementation of the physical effect of the dust grains is based on the computation by Montier & Giard (2004) of the dust heating/cooling function. In this work, we decided to limit our implementation to the dust cooling effect only. Indeed, the goal of this paper is to study the effect of dust at galaxy cluster scales. The heating by the dust grains is mainly effective at low temperatures (i.e. $T_e < 10^5$ K) and is a localized effect strongly dependent on the ultraviolet (UV) radiation field. Our numerical simulations (see Sections 3 and 6.2) do not directly implement this level of physics.

The dust grains in a thermal plasma with $10^6 < T < 10^9$ K are destroyed by thermal sputtering, the efficiency of which was quantified by Draine & Salpeter (1979, see their equation 44). The sputtering time depends on the column density and on the grain size. For grain sizes ranging from 0.001 to 0.5 μm , and an optically thin plasma ($n \sim 10^{-3}$ atom cm^{-3}), the dust lifetime ranges from 10^6 yr for small grains up to 10^9 yr for big grains. These lifetimes are therefore large enough for the cooling by dust in the IGM/ICM to be considered. Evidently, it is also strongly linked to the injection rate of dust, thus to the physical mechanism that can bring and spread dust in the IGM/ICM. In the present work, as a first step, we limit ourselves to a ‘basic’ approach of the implementation of the dust cooling in numerical simulations of structure formation (see Section 2.3). We have not implemented the physical processes of dust creation (i.e. injection in the ICM) and destruction (i.e. sputtering), which de facto put some intrinsic limitations on the derived results (see the discussion in Section 6.2).

Our implementation of the dust cooling power is based on the model of Montier & Giard (2004). We recall below the main aspects of this model and describe the practical implementation within the N -body simulations.

2.1 The dust cooling function

Dust grains within a thermal gas such as the ICM or the IGM can be either a heating or a cooling vector depending on the physical state of the surrounding gas and on the radiative environment. Heating can occur via the photoelectric effect if the stellar radiation field (stars and/or QSOs) is strong enough (Weingartner, Draine & Barr 2006 and references therein). Indeed, the binding energies of electrons in the dust grains are small, thus allowing electrons to be more easily photo-detached than in the case of a free atom or a molecule. On the other hand, the cooling by dust occurs through re-radiation in the IR of the collisional energy deposited on grains by impinging free electrons of the ICM/IGM.¹

Montier & Giard (2004) have computed the balance of heating and cooling by dust with respect to the dust abundance: cooling by dust dominates at high temperatures in the hot IGM of virialized structures (i.e. clusters of galaxies), and heating by dust dominates in low-temperature plasma under high radiation fluxes such as in the proximity of quasars. The details, of course, depend on the local physical parameters such as the grain size and the gas density.

Assuming local thermal equilibrium for the dust, the overall balance between heating and cooling in the dust grains can be written as follows:

$$\Lambda^g(a, T_d) = H_{\text{coll}}^g(a, T_e, n_e), \quad (1)$$

¹ In the galactic medium, the cooling occurs through re-radiation of the power absorbed in the UV and visible range.

with H_{coll} being the collisional heating function of the grain and Λ the cooling function due to thermal radiation of dust. a is the grain size, T_e and n_e are, respectively, the electronic temperature and density of the medium and T_d is the dust grain temperature.

The heating of the dust grain was taken from Dwek (1981) and can be expressed in a general way as

$$H_{\text{coll}}^s(a, T_e, n_e) \propto n_e a^\alpha T_e^\beta, \quad (2)$$

where the values of α and β are dependent on the value of the ratio $a^{2/3}/T_e$.

The relevant dust parameters affecting the cooling function are the grain size and the metallicity. Indeed, the smaller the grains and the higher the metallicity, the higher is the cooling power of the dust. Thus, the total cooling function due to a population of dust grains can be expressed as a function of these two parameters as

$$\Lambda(a, T_d) = \int \int \int \Lambda^s(a, T_d) \frac{dN(a, Z, V)}{dV da dZ} dV da dZ, \quad (3)$$

where $dN(a, Z, V)/dV da dZ$ is the differential number of dust grains per size, metallicity and volume element.

Cooling by dust happens to increase with the square root of the gas density, whereas heating by dust is proportional to the density. As stressed by Montier & Giard (2004), cooling by dust is more efficient within the temperature range of $10^6 < T < 10^8$ K (i.e. $0.1 < kT < 10$ keV), which is typically the IGM and ICM thermal condition.

We redirect readers to Montier & Giard (2004) for a full description of the dust model, and a comprehensive physical analysis of the effect of dust in an optically thin plasma.

2.2 The dust abundance

The abundance of dust is a key ingredient to properly weight in our implementation. Observations indicate that dust represents only a tiny fraction of the baryonic matter: $M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}} \approx 0.01$ in our Milky Way (Dwek, Rephaeli & Mather 1990), and this is possibly lower by a factor of 100–1000 in the ICM: $M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}} = 10^{-5}$ – 10^{-4} (Popescu et al. 2000; Aguirre et al. 2001). We defined the abundance of dust as the ratio of the dust mass with respect to the gas mass:

$$Z_d = \frac{M_{\text{dust}}}{M_{\text{gas}}} = f_d \frac{Z}{Z_\odot} Z_{d\odot}, \quad (4)$$

where Z is the metallicity in units of solar metallicity, $Z_{d\odot} = 0.0075$ is the solar dust abundance, that is the dust-to-gas mass ratio in the solar vicinity (Dwek et al. 1990), and f_d is the abundance of dust in the ICM in units of solar dust abundance.

Dust enrichment occurs via the feedback of galaxy formation and evolution in the ICM through interaction, stripping, mergers, galactic winds and AGN outbursts. At all redshifts, it is linked to the star formation rate (SFR) which drives the production of dust in cluster galaxies. However, in our hydrodynamic simulations (see Section 3), the SFR is not physically modelled, but it is inferred by the cooling state of the gas particles within the simulations: gas particles below a given threshold of temperature and above a given threshold of density are considered as collisionless matter, forming stars and galaxies (see Section 3). In order to tackle this problem, we choose to directly link the dust abundance to the metal abundance using equation (4). Therefore, the dust distribution in our simulations mimics the metal distribution.

2.3 Implementation in the N -body simulations

From the equations presented in the previous sections, we computed the dust cooling function according to the embedding medium tem-

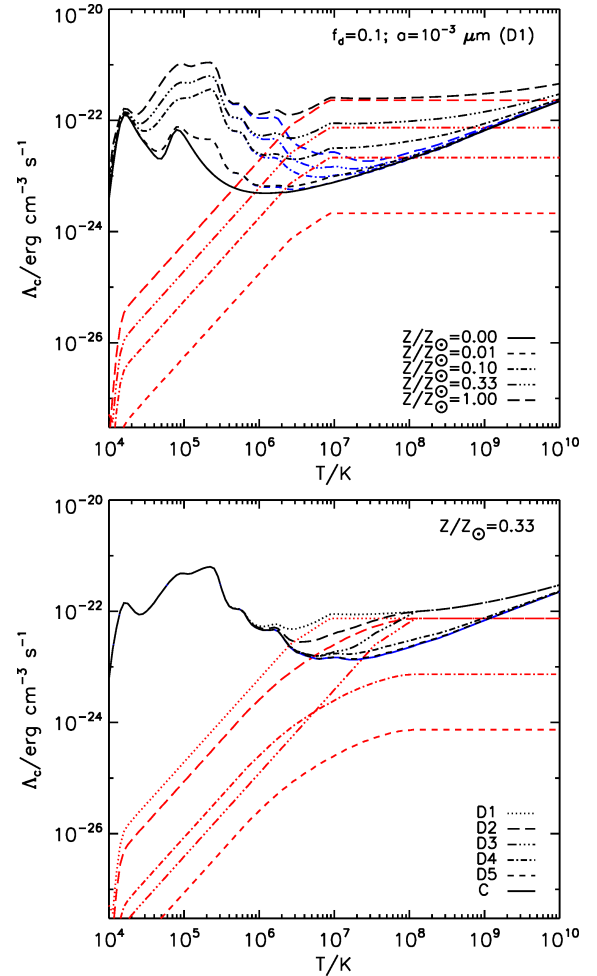


Figure 1. Cooling functions implemented in the numerical simulations. The top panel shows the dependence of the dust model D1 ($f_d = 0.1$ and $a = 10^{-3}$ μm) on metallicity (and temperature) whereas the bottom panel shows different dust models at the same metallicity $Z/Z_\odot = 0.33$ (see text). Black, blue and red curves are the total cooling functions, radiative cooling of the gas from Sutherland & Dopita (1993) and dust cooling functions, respectively.

perature and (global) metallicity. In simulations, once the metallicity and temperature are known, a and f_d are the only two parameters driving the dust cooling rate [i.e. $\Lambda(a, Z) = \Lambda(a, f_d)$]. In the top panel of Fig. 1, we present dust cooling rates (red lines) for $f_d = 0.1$ and $a = 10^{-3}$ μm (model D1, see below) at different values of metallicity. The blue and black lines are the radiative cooling rates from Sutherland & Dopita (1993) and the total (i.e. radiative plus dust cooling) rate, respectively.

Together with an adiabatic run (i.e. model A) and a ‘standard’ radiative run (model C – see Section 3 for further details), we ran a total of five runs implementing various populations of grains (i.e. named D1 to D5) characterized by their size and dust-to-metal mass ratio.

(i) We tested three types of sizes: two fixed grain sizes with $a = 10^{-3}$ and 0.5 μm , respectively, labelled *small* and *big*. The third assumes for the IGM dust grains a distribution in sizes as defined by Mathis, Rump & Nordsieck (1977) for the galactic dust: $N(a) \propto a^{-3.5}$ within the size interval of $[0.001, 0.5]$ μm . It is hereafter referred to as the ‘MRN’ distribution.

Table 1. Simulation parameters: f_d , dust-to-metal mass ratios (see equation 4), grain sizes and number of time-steps taken by simulation runs to evolve from $z = 49$ to 0. Cosmological and simulation parameters were set the same in all simulations, as follows: $\Omega = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.0486$, $\sigma_8 = 0.9$, $h = 0.7$, boxsize $L = 100 h^{-1}$ Mpc and number of baryonic and dark matter particles, $N = 4\,096\,000$.

Run	Physics	f_d	Grain size	N_{steps}
A	Adiabatic (no dust)	–	–	2569
C	Cooling (no dust)	–	–	2633
D1	Cooling with dust	0.100	Small	2944
D2	Cooling with dust	0.100	MRN	2920
D3	Cooling with dust	0.100	Big	2886
D4	Cooling with dust	0.010	MRN	2698
D5	Cooling with dust	0.001	MRN	2633

(ii) We investigate three values of f_d : 0.001, 0.01 and 0.1. The two extreme values roughly bracket the current theoretical and observational constraints on dust abundance in the ICM/IGM (i.e. 10^{-5} and 10^{-3} in terms of dust-to-gas mass ratio). Different observations published in the literature give different constraints for this parameter. $Z_d = 5 \times 10^{-4}$ (i.e. $f_d = 0.2$) is the upper limit derived by Giard et al. (2008), if all the IR luminosity they have statistically detected towards galaxy clusters is produced by thermal emission from intracluster dust. This is very close to the inferred upper limit of $Z_d = 2 \times 10^{-4}$ (i.e. $f_d = 0.08$) that we can derive from the non-detection of the statistical reddening of background galaxies behind 458 RCS clusters of Muller et al. (2008) (the dust mass within the central Mpc is found to be less than $8 \times 10^9 M_\odot$). A very similar work by Bovy, Hogg & Moustakas (2008) on Sloan Digital Sky Survey (SDSS) clusters at $z \simeq 0.05$ led to a colour excess upper limit of $E(B - V) < 3 \times 10^3$ mag on scales of 1–2 Mpc (i.e. an encompassed dust mass of $10^8 M_\odot$). This value matches the results of Chelouche, Koester & Bowen (2007), who averaged the reddening of QSOs behind the SDSS clusters as a function of the impact parameter on the clusters. These authors measured an average colour excess of $\langle E(g - i) \rangle \simeq 3 \times 10^{-3}$ mag. This detection is statistically significant for large impact parameters, i.e. $1 \leq R \leq 6 - 7 \times R_{200}$ (where $R_{200} \simeq 1$ Mpc). If we extrapolate their measurements to the central Mpc of a cluster, this extinction translates into a dust mass of $M_{\text{dust}} = 3 \times 10^8 M_\odot$ (see their equation 4). Compared with the corresponding gas mass in the same volume, this leads to $Z_d \simeq 10^{-5}$ (i.e. $f_d \simeq 0.004$). Our chosen values of f_d thus bracket the range of current observational constraints.

Table 1 lists code names and simulation details of all runs used in this work. In the case of models D1 to D5, simulation cooling rates are given by the added effect of cooling due to dust and radiative gas cooling. Total cooling functions are displayed (non-coloured lines) in the bottom panel of Fig. 1 for each of these models at $Z/Z_\odot = 0.33$. As the figure indicates, the effect of dust cooling is stronger for models with higher dust-to-metal mass abundance parameters, f_d , and for smaller grain sizes (model D1). For low values of f_d , the impact of dust cooling is significantly reduced. For example, in the case of model D5, the contribution of dust to the total cooling rate is negligible at $Z/Z_\odot = 0.33$ for all temperatures. Therefore, we do not expect to obtain significant differences between simulations with these two models.

3 NUMERICAL SIMULATIONS

3.1 Simulation description

Simulations were carried out with the public code package HYDRA, (Couchman, Thomas & Pearce 1995; Pearce & Couchman 1997), an adaptive particle–particle/particle–mesh (AP³M) (Couchman 1991) gravity solver with a formulation of smoothed particle hydrodynamics (SPH), see Thacker & Couchman (2000), that conserves both entropy and energy. In simulations with cooling gas particles are allowed to cool using the method described in Thomas & Couchman (1992) and the cooling rates presented in the previous section. At a given time-step, gas particles with overdensities (relative to the critical density) larger than 10^4 and temperatures below 1.2×10^4 K are converted into collisionless baryonic matter and no longer participate in the gas dynamical processes. The gas metallicity is assumed to be a global quantity that evolves with time as $Z = 0.3(t/t_0) Z_\odot$, where $Z_\odot$ is the solar metallicity and t/t_0 is the age of the Universe in units of the current time.

All simulations were generated from the same initial conditions snapshot, at $z = 49$. The initial density field was constructed, using $N = 4\,096\,000$ particles of baryonic and dark matter, perturbed from a regular grid of fixed comoving size $L = 100 h^{-1}$ Mpc. We assumed a Λ cold dark matter cosmology with parameters $\Omega = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.0486$, $\sigma_8 = 0.9$, $h = 0.7$. The amplitude of the matter power spectrum was normalized using $\sigma_8 = 0.9$. The matter power spectrum transfer function was computed using the BBKS formula (Bardeen et al. 1986), with a shape parameter Γ given by the formula in Sugiyama (1995). With this choice of parameters, the dark matter and baryon particle masses are 2.1×10^{10} and $2.6 \times 10^9 h^{-1} M_\odot$, respectively. The gravitational softening in physical coordinates was $25 h^{-1}$ kpc below $z = 1$ and above this redshift scaled as $50(1 + z)^{-1} h^{-1}$ kpc.

We generated a total of seven simulation runs, listed in Table 1. The first two runs, which will be referred to hereafter as ‘adiabatic’ (or model ‘A’) and ‘cooling’ (or model ‘C’) simulations, do not include dust. Simulations 3 to 7 differ only in the dust model parameters assumed in each case, and will be referred to as ‘dust’ runs, and are labelled as ‘D1’ to ‘D5’ models (see Section 2.3 for details on the dust models definition). This will allow us to investigate the effects of the dust model parameters on our results. The last column in the table gives the total number of time-steps required by each simulation to arrive to redshift zero. For each run, we stored a total of 78 snapshots in the redshift range $0 < z < 23.4$. Individual snapshots were dumped at redshift intervals that correspond to the light travel time through the simulation box, i.e. simulation outputs stack in redshift.

3.2 Catalogue construction

Cluster catalogues are generated from simulations using a modified version of the Sussex extraction software developed by Thomas and collaborators (Thomas et al. 1998; Pearce et al. 2000; Muanwong et al. 2001). Briefly, the cluster identification process starts with the creation of a minimal-spanning tree of dark matter particles which is then split into clumps using a maximum linking length equal to $0.5 \Delta_b^{-1/3}$ times the mean interparticle separation. Here, Δ_b is the contrast predicted by the spherical collapse model of a virialized sphere (Eke, Navarro & Frenk 1998). A sphere is then grown around the densest dark matter particle in each clump until

the enclosed mass verifies

$$M_{\Delta}(< R_{\Delta}) = \frac{4\pi}{3} R_{\Delta}^3 \Delta \rho_{\text{crit}}(z), \quad (5)$$

where Δ is a fixed overdensity contrast, $\rho_{\text{crit}}(z) = (3H_0^2/8\pi G)E^2(z)$ is the critical density and $E(z) = H(z)/H_0 = \sqrt{\Omega(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}}$. Cluster properties are then computed in a sphere of radius R_{200} , i.e. with $\Delta = 200$, for all objects found with more than 500 particles of gas and dark matter. This means that our original catalogues are complete in mass down to $1.18 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. For the study presented in this paper, we have trimmed our original catalogues to exclude galaxy groups with masses below $M_{\text{lim}} = 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$. In this way, the less massive object considered in the analysis is resolved with a minimum of 2100 particles of both gas and dark matter. Our catalogues at $z = 0$ have at least 60 clusters with masses above M_{lim} . This number drops to about 20 clusters at $z = 1$.

Cluster properties investigated in this paper are the mass, M , mass-weighted temperature, T_{mw} and entropy, S (defined as $S = k_B T/n^{2/3}$), integrated Compton parameter, Y (i.e. roughly the SZ signal times the square of the angular diameter distance to the cluster), and core excised ($50 h^{-1} \text{ kpc}$) X-ray bolometric luminosity, L_X . These were computed in the catalogues according to their usual definitions, see da Silva et al. (2004),

$$M = \sum_k m_k, \quad (6)$$

$$T_{\text{mw}} = \frac{\sum_i m_i T_i}{\sum_i m_i}, \quad (7)$$

$$S = \frac{\sum_i m_i k_B T_i n_i^{-2/3}}{\sum_i m_i}, \quad (8)$$

$$Y = \frac{k_B \sigma_T (1+X)}{m_e c^2} \frac{1}{2m_H} \sum_i m_i T_i, \quad (9)$$

$$L_X = \sum_i \frac{m_i \rho_i \Lambda_{\text{bol}}(T_i, Z)}{(\mu m_H)^2}, \quad (10)$$

where summations with index i are over hot ($T_i > 10^5 \text{ K}$) gas particles and the summation with index k is over all (baryon and dark matter) particles within R_{200} . Hot gas is assumed fully ionized. The quantities m_i , T_i , n_i and ρ_i are the mass, temperature, number density and mass density of gas particles, respectively. Λ_{bol} is the bolometric cooling function in Sutherland & Dopita (1993) and Z is the gas metallicity. Other quantities are the Boltzmann constant, k_B , the Thomson cross-section, σ_T , the electron mass at rest, m_e , the speed of light c , the hydrogen mass fraction, $X = 0.76$, the gas mean molecular weight, μ , and the hydrogen atom mass, m_H .

4 SCALING RELATIONS

In this paper, we investigate the scalings of mass-weighted temperature, T_{mw} , entropy, S , integrated Compton parameter, Y , and core excised X-ray bolometric luminosity, L_X , with mass, M . Taking into account equation (5) these cluster scaling relations can be expressed as

$$T_{\text{mw}} = A_{\text{TM}} (M/M_0)^{\alpha_{\text{TM}}} (1+z)^{\beta_{\text{TM}}} E(z)^{2/3}, \quad (11)$$

$$S = A_{\text{SM}} (M/M_0)^{\alpha_{\text{YT}}} (1+z)^{\beta_{\text{YT}}} E(z)^{-2/3}, \quad (12)$$

$$Y = A_{\text{YT}} (M/M_0)^{\alpha_{\text{YM}}} (1+z)^{\beta_{\text{YM}}} E(z)^{2/5}, \quad (13)$$

$$L_X = A_{\text{LM}} (M/M_0)^{\alpha_{\text{LM}}} (1+z)^{\beta_{\text{LM}}} E(z)^{7/3}, \quad (14)$$

where $M_0 = 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ and the powers of the $E(z)$ give the predicted evolution, extrapolated from the self-similar model (Kaiser 1986) of the scalings in each case. The quantities A , α and β are the scaling normalization at $z = 0$, the power on the independent variable, and the departures from the expected self-similar evolution with redshift.

These scalings can be expressed in a condensed form,

$$y f(z) = y_0(z) (x/x_0)^{\alpha}, \quad (15)$$

where y and x are cluster properties (e.g. T_{mw} , M)

$$y_0(z) = A (1+z)^{\beta}, \quad (16)$$

and $f(z)$ is some fixed power of the cosmological factor $E(z)$. To determine A , α and β for each scaling we use the method described in da Silva et al. (2004) and Aghanim, da Silva & Nunes (2009). To summarize, the method involves fitting the simulated cluster populations at each redshift with equations (15) and (16) written in logarithmic form. First, we fit the cluster distributions with a straight line in logarithmic scale at all redshifts. If the logarithmic slope α remains approximately constant (i.e. shows no systematic variations) within the redshift range of interest, we then set α as the best-fitting value at $z = 0$. Next, we repeat the fitting procedure with α fixed to $\alpha(z = 0)$ to determine the scaling normalization factors $y_0(z)$. This avoids unwanted correlations between α and $y_0(z)$. The rms dispersion of the fit is also computed at each redshift according to the formula

$$\sigma_{\log y'} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i [\log(y'_i/y')]^2}, \quad (17)$$

where $y' = y f$ (see equation 15) and y'_i are individual data points. Finally, we perform a linear fit of the normalization factors with redshift in logarithmic scale, see equation (16), to determine the parameters A and β .

We note that above $z = 1.5$ the number of clusters in our catalogues decreases typically below 10, hence we do not fit the scaling relations above this redshift value.

5 RESULTS

5.1 Scaling relations at $z = 0$

In this section we present cluster scaling relations obtained from simulations at redshift zero. We investigate the four scalings presented in Section 4 for all models under investigation.

Fig. 2 shows the $T_{\text{mw}}-M$ (top left panel) $S_{\text{mw}}-M$, (top right panel), $Y-M$ (bottom left panel) and L_X-M (bottom right panel) scalings, with all quantities computed within R_{200} . In each case, the main plot shows the cluster distributions for the C (triangles), D4 (diamonds), D2 (filled circles) and D1 (crosses) simulations, whereas the embedded plot presents the power-law best-fitting lines (solid, triple dot-dashed, dashed and dot-dashed for C, D4, D2 and D1 models, respectively) obtained in each case, colour coded in the same way as the cluster distributions. Here, we have chosen to display the dust models that allow us to assess the effect of dust parameters individually. For example, the dust models in runs D4 and D2 only differ by the dust-to-metal mass ratio parameter, whereas models D2 and D1 have different grain sizes but the same f_d . The shaded grey areas in the embedded plots give the rms dispersion of the fit for the cooling (C) model. The dispersions obtained for the other models have similar amplitudes to the C case. The scalings of entropy

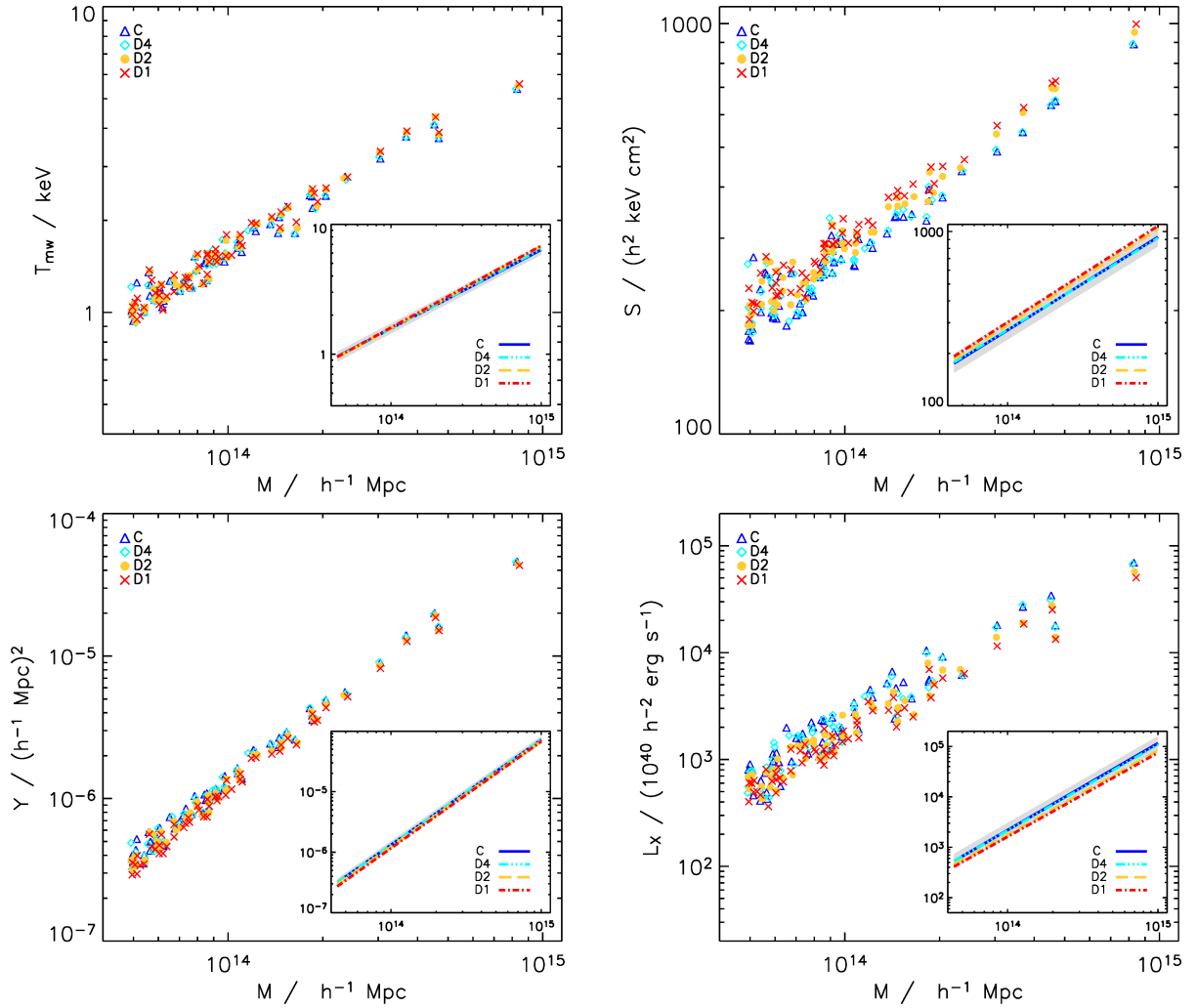


Figure 2. Cluster scalings at redshift zero for $T_{\text{mw}}-M$ (top left panel), $S-M$, (top right panel), $Y-M$ (bottom left panel) and L_X-M (bottom right panel). Displayed quantities are computed within R_{200} , the radius where the mean cluster density is 200 times larger than the critical density. Blue colour and triangles stand for the cooling (C) run, cyan and diamonds are for the D4 run, yellow and filled circles are for clusters in the D2 run, and red and crosses are for the D1 run. The lines in the embedded plots are the best-fitting lines to the cluster distributions and the shaded areas are the fit rms dispersions for the C model, for each scaling.

and X-ray luminosity with mass show larger dispersions because they are more sensitive to the gas physical properties (density and temperature) in the inner parts of clusters than the mass-weighted temperature and Y versus mass relations which are tightly correlated with mass.

An inspection of Fig. 2 allows us to conclude that the cluster scalings laws studied here are sensitive to the underlying dust model, and in particular to models where the dust cooling is stronger (model D1 and D2). The differences are more evident in the $S-M$ and L_X-M scalings, but are also visible, to a lower extent, in the $T_{\text{mw}}-M$ and $Y-M$ relations. Generally, the inclusion of dust tends to increase temperature and entropy because the additional cooling increases the formation of collisionless (star-forming) material, see Fig. 3, leaving the remaining particles in the gas phase with higher mean temperatures and entropies. The decrease of Y and X-ray luminosities reflects the effect of lowering the hot-gas fraction and density due to dust cooling. These effects dominate over the effect of increasing the temperature.

In fact a closer inspection of Fig. 2 indicates that differences for the same cluster in different models (note that all simulations have the same initial conditions so a cluster-to-cluster comparison can be made) reflect the differences of intensity between cooling functions presented in Fig. 1. For example, the differences between models D4 and C are clearly small as one would expect from the small differences between cooling functions displayed in the bottom panel of Fig. 1. Another interesting example is that an increase of one order of magnitude in f_d from D4 to D2 seems to cause a stronger impact in the properties of the most massive clusters than the differences arising from changing the dust grain sizes from D2 to D1. Again this reflects the differences between the cooling functions, which in the latter case are smaller at higher temperatures (see bottom panel of Fig. 1).

A way of quantifying the effect of dust is to look at the best-fitting slope, α , and normalization, $\log A$, parameters of these scalings which are presented in Table 2 for all cooling models considered in this paper. We find that fitting parameters are quite similar for

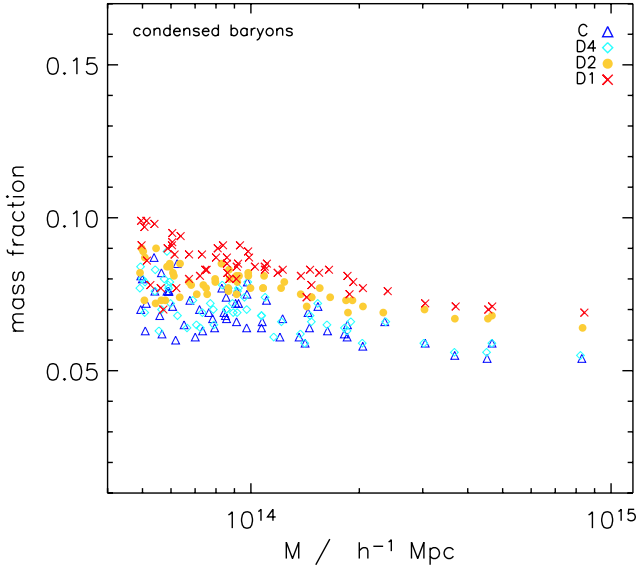


Figure 3. Condensed baryon mass fraction (relative to the total mass) versus mass within R_{200} in clusters from simulations C, D4, D2 and D1 at redshift zero. Symbols are the same as in Fig. 2.

models C, D5 and D4 whereas models with high dust abundances provide the strongest variations of the fitting parameters, particularly for the normalizations. In several cases, differences are larger than the (statistical) best-fitting errors, particularly for the D1 and D2 models. We also investigated scalings at redshift zero for the A (adiabatic) model and found they were consistent with self-similar predictions. As expected, the results obtained for the adiabatic and cooling models are in very good agreement with the findings of da Silva et al. (2004) and Aghanim et al. (2009) which use similar simulation parameters and cosmology.

We end this section with a discussion on the amount of condensed baryons (star-forming material) that forms in our simulated cluster populations. Fig. 3 shows the effect of dust on the fraction of condensed baryons (mass of condensed baryons relative to the total

cluster mass) for the cluster populations presented in Fig. 2. The additional cooling by dust leads to an additional condensation of gas relative to the cooling model of about 22, 15 and 4 per cent (median values over the displayed range of mass) for the models D1, D2 and D4, respectively. The fraction of baryons that condense out of the ICM in the cooling simulation is about 35 per cent for clusters with $M > 2 \times 10^{14} h^{-1} M_{\odot}$ and about 45 per cent for systems with lower mass. We note however that our present simulations do not include non-gravitational heating mechanisms to regulate the condensation of gas and therefore overcooling is in practice limited by resolution.

5.2 Evolution of the scaling relations

We now turn to the discussion of the evolution of the cluster scaling laws in our simulations. Here, we apply the fit to a power-law procedure described in Section 4 to derive the logarithmic slope, β , of our fitting functions, equations (11)–(14). As mentioned earlier, this quantity measures evolution departures relative to the self-similar expectations for each scaling.

In Figs 4–7, we plot the redshift dependence of the power-law slopes, α (top panels), and normalizations, $\log y_0$ (middle panels), for our $T_{\text{mw}}-M$, $S-M$, $Y-M$ and L_X-M scalings, respectively. The bottom panels show straight line best fits, up to $z = 1$, to the data points in the middle panels of each figure. The slopes of these lines are the β parameters in equations (11)–(14). We decided not to include data points above $z = 1$ in the computation of β because cluster numbers drop rapidly (below 20) which, in some cases, causes large oscillations in the computed normalizations. Moreover in the case of the L_X-M relation, the evolution of $y_0(z)$ with redshift appears to deviate from a straight line above $z \simeq 1$. In Table 2, we provide a complete list of the $\log A$, β and α fitting parameters and associated statistical errors for all scalings and cooling models investigated in this paper. The displayed values are valid in the redshift range $0 < z < 1$. In the top and middle panels, the coloured bands correspond to the $\pm 1\sigma$ envelope of the best-fitting errors obtained at each redshift for α and $\log y_0$. The shaded areas in the bottom panels are rms fit dispersions of the normalizations, $\log y_0$, computed for the cooling model using equation (17).

Table 2. Best-fitting values of the parameters α , $\log A$ and β as well as their respective 1σ errors. These values are valid within the redshift range $0 < z < 1$.

	Model C	Model D5	Model D4	Model D3	Model D2	Model D1
$T_{\text{mw}}-M$						
α_{TM}	0.61 ± 0.02	0.61 ± 0.02	0.61 ± 0.02	0.62 ± 0.02	0.63 ± 0.02	0.63 ± 0.02
$\log A_{\text{TM}}$	0.195 ± 0.002	0.195 ± 0.003	0.196 ± 0.002	0.197 ± 0.003	0.201 ± 0.002	0.204 ± 0.002
β_{TM}	-0.14 ± 0.01	-0.14 ± 0.01	-0.14 ± 0.01	-0.15 ± 0.01	-0.16 ± 0.01	-0.16 ± 0.01
$S-M$						
α_{SM}	0.55 ± 0.03	0.54 ± 0.03	0.54 ± 0.03	0.56 ± 0.03	0.55 ± 0.02	0.54 ± 0.02
$\log A_{\text{SM}}$	2.443 ± 0.002	2.444 ± 0.002	2.445 ± 0.002	2.451 ± 0.002	2.468 ± 0.002	2.488 ± 0.02
β_{SM}	-0.33 ± 0.01	-0.34 ± 0.01	-0.34 ± 0.01	-0.36 ± 0.01	-0.40 ± 0.01	-0.42 ± 0.01
$Y-M$						
α_{YM}	1.74 ± 0.03	1.72 ± 0.03	1.73 ± 0.03	1.72 ± 0.02	1.74 ± 0.02	1.76 ± 0.02
$\log A_{\text{YM}}$	-5.909 ± 0.002	-5.907 ± 0.002	-5.910 ± 0.002	-5.914 ± 0.002	-5.933 ± 0.002	-5.957 ± 0.002
β_{YM}	0.12 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.13 ± 0.02	0.13 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.21 ± 0.01
L_X-M						
α_{LM}	1.69 ± 0.07	1.68 ± 0.07	1.65 ± 0.07	1.61 ± 0.08	1.67 ± 0.05	1.67 ± 0.05
$\log A_{\text{LM}}$	3.330 ± 0.006	3.334 ± 0.006	3.333 ± 0.005	3.323 ± 0.005	3.265 ± 0.005	3.207 ± 0.004
β_{LM}	0.01 ± 0.03	-0.02 ± 0.03	-0.02 ± 0.03	0.02 ± 0.03	0.18 ± 0.03	0.23 ± 0.03

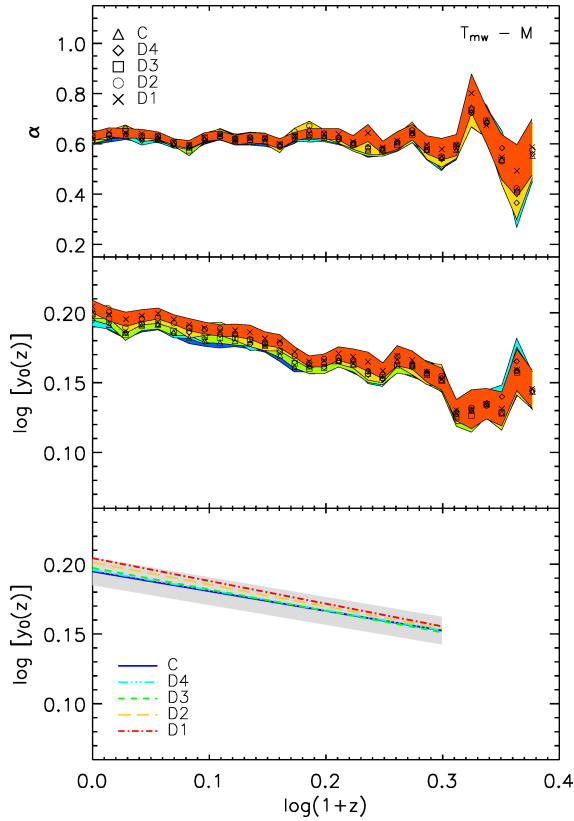


Figure 4. Evolution of the slope (top panel), normalization (middle panel) and normalization best-fitting lines (bottom panel) of the $T_{mw}-M$ cluster scaling relation for the C (triangles, solid line), D4 (diamonds, triple-dot-dashed line), D3 (squares, short-dashed line), D2 (circles, dashed line) and D1 (crosses, dot-dashed line) simulation models. Colour bands are best-fitting errors to the cluster distributions at each redshift. The shaded area in the bottom panel is the rms dispersion of the normalization fit for the cooling model (see text for details).

Results from different simulation runs are coded in the following way: triangles and solid lines stand for the cooling model, diamonds and triple-dot-dashed lines represent the D4 model, squares and short-dashed lines are for the D3 model, circles and dashed lines are for the D2 models and crosses and dot-dashed lines are for the D1 model. Here, we have omitted the D5 model for clarity. It provides the same fitting results as the cooling model. This confirms expectations and the comments made in the last paragraph of Section 2.3.

The top panels of these figures allow us to conclude that the α slopes of our scalings are fairly insensitive to dust cooling. These also show no evidence of systematic variations with redshift for all scalings, which is an important requirement when fitting the cluster distributions with power laws of the form equations (11)–(14). The redshift independence of the slopes with the dust model confirms our findings at redshift zero. The scatter (non-systematic ‘oscillations’) at high redshift is caused by the decrease of the number of clusters with $M_{lim} \geq 5 \times 10^{13} h^{-1} M_{\odot}$, the sample selection used for all fits.

The main effect of cooling by dust is reflected in the changes it produces in the normalizations of the cluster scaling laws. Again, the impact of dust is different depending on the scaling under consideration. For the $T_{mw}-M$ scaling in Fig. 4, we see a systematic variation with the dust model (ordered in the following way: C, D4, D3, D2, D1), but differences between models are within the

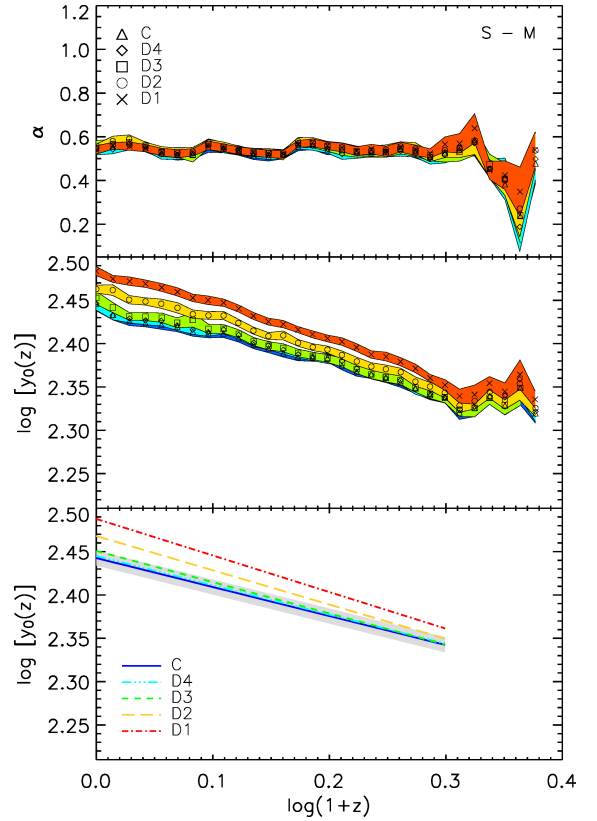


Figure 5. Evolution of the slope (top panel), normalization (middle panel) and normalization best-fitting lines (bottom panel) of the $S-M$ cluster scaling relation for the C, D4, D3, D2 and D1 simulation models. Symbols, lines and colours are the same as in Fig. 4.

errors and fit dispersions of each other. For the evolution of the normalizations of the $S-M$, $Y-M$ and L_X-M scalings (see Figs 5–7), we conclude that the inclusion of dust cooling causes significant departures from the standard radiative cooling model depending on the dust model parameters. For example, this is clear from the non-overlapping errors and fit dispersions of the normalizations for the D2 and D1 models. For all scalings, the relative strength of the effect of dust follows the relative intensity of the cooling functions presented in Section 2.3. This orders the models in the following way: C, D4, D3, D2, D1 with increasing normalizations for the $T_{mw}-M$ and $S-M$ scalings and decreasing normalizations for the $Y-M$ and L_X-M relations.

We end this section by noting that we find positive evolution [relative to the expected self-similar evolution, i.e. for a given x in equation (15) the property y is higher at higher redshifts] for the $Y-M$ and L_X-M (models D1 and D2 only) relations, whereas the $T_{mw}-M$ and $S-M$ relations show negative evolution relative to the self-similar model. This is in line with the findings from simulations with radiative cooling of similar size and cosmology (see, e.g., da Silva et al. 2004; Aghanim et al. 2009).

6 DISCUSSION

6.1 Efficiency of the dust cooling

In agreement with the cooling functions of Montier & Giard (2004), the dust cooling is most effective in the cluster temperature regime. The relative importance of the dust cooling with respect to the gas

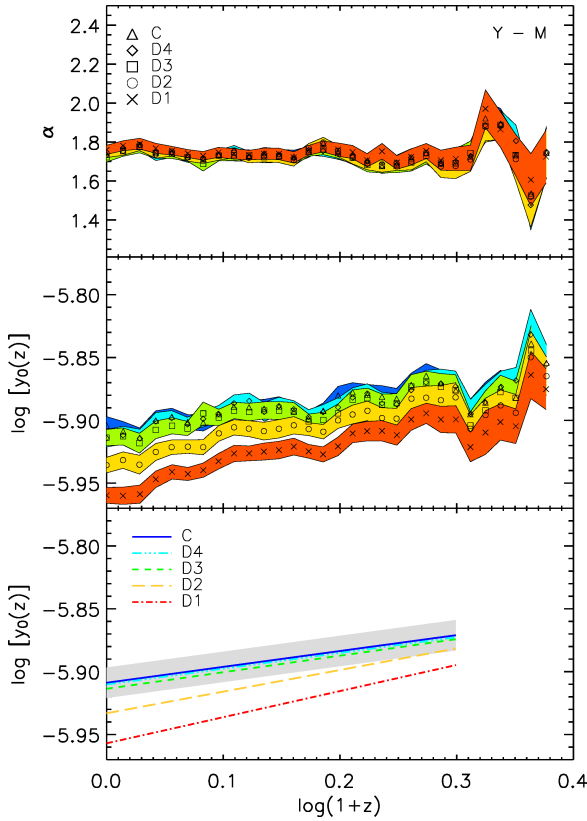


Figure 6. Evolution of the slope (top panel), normalization (middle panel) and normalization best-fitting lines (bottom panel) of the $Y-M$ cluster scaling relation for the C, D4, D3, D2 and D1 simulation models. Symbols, lines and colours are the same as in Fig. 4.

radiative cooling is strongly dependent on the dust abundances and the intrinsic physical properties of the dust. This is clearly shown in our scaling relations results.

(i) The $T_{\text{mw}}-M$ relation is almost unchanged when adding dust cooling to the radiative gas cooling (see Fig. 4). Our results show that the (mass weighted) temperature-mass relation within R_{200} is essentially driven by the gravitational heating of the gas (due to its infall on the cluster potential well), and that the physics of baryons (at least for the physics implemented in the simulations presented in this paper) plays very little role in the outer parts of haloes which dominate the estimation of the mass-weighted temperature and integrated mass. Since gas cooling tends to disturb the dark matter distribution at the centre of clusters in high resolution simulations (Gnedin et al. 2004), the cooling by dust may amplify this effect, and thus modify scaling relations like the $T_{\text{mw}}-M$. In the case of observationally derived quantities, scaling laws will be drawn from overall quantities that will proceed from mixed-projected information over a wide range of radii. If a gradient exists in the dust effect towards the cluster centre, an ‘overall’ temperature might bear the signature of the structural effect of dust. Anyway this quantification is beyond the scope of this paper and will be investigated in a forthcoming paper. There is also no significant effect between the different dust models and the radiative case on the evolution of the slope and normalization of the $T_{\text{mw}}-M$ relation.

(ii) On the other hand, the other three scaling laws are deeply related to the baryonic component of the clusters. The clear effect on the $S-M$, $Y-M$ and L_X-M relations illustrates this fact (see

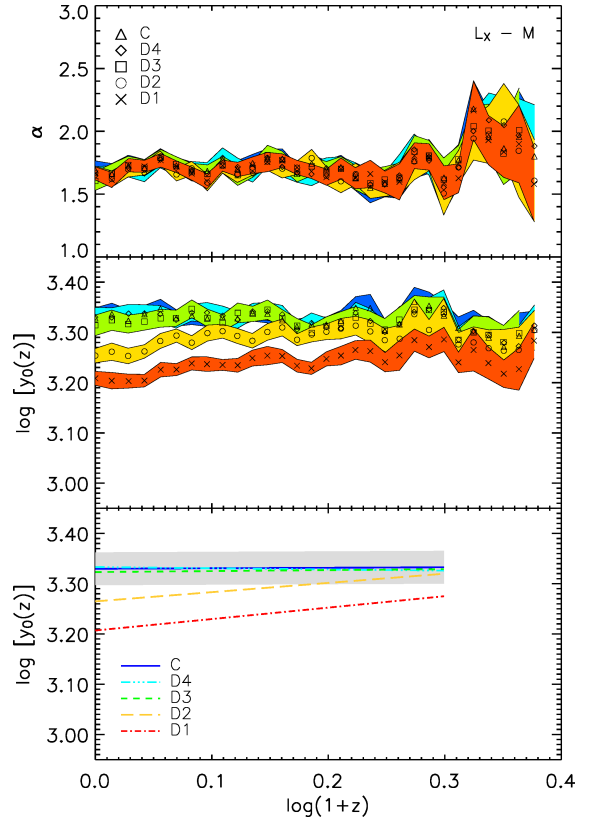


Figure 7. Evolution of the slope (top panel), normalization (middle panel) and normalization best-fitting lines (bottom panel) of the L_X-M cluster scaling relation for the C, D4, D3, D2 and D1 simulation models. Symbols, lines and colours are the same as in Fig. 4.

Figs 5–7). We found that the slopes of these scalings remain fairly insensitive to dust, whereas normalizations show significant changes depending on the dust parameters. Relative changes in the normalizations at redshift zero and $M_0 = 10^{14} h^{-1} M_\odot$ can be as high as 25 per cent for L_X-M and 10 per cent for the $S-M$, $Y-M$ relations for the D1 model. Models with lower dust abundances and MRN grain size distributions present smaller but systematic variations relative to the C model. As any other cooling process, the cooling due to dust tends to lower the normalizations of the $Y-M$ and L_X-M scalings due to the decrease of the hot gas fractions and densities which dominate the increase of temperature. The increase of normalizations for the $S-M$ and $T_{\text{mw}}-M$ relations with added dust cooling is also in line with expectations because cooling converts cold, dense gas into collisionless star-forming material, which raises the mean temperature and entropy of the remaining gas.

(iii) Our simulations allow us to quantify the relative impact of the dust parameters on the investigated cluster scalings (see Figs 4–7 and Table 2). From one model to another, one can identify two clear effects due to dust. (1) It shows the expected effect of the dust abundance, which from models D4 to D2 increases by a factor of 10, producing a change of normalizations relative to the purely radiative case (model C), from almost 0 per cent contribution to about 14, 5 and 6 per cent contributions for the L_X-M , $Y-M$ and $S-M$ relations, respectively. (2) Even more striking is the effect of the intrinsic dust grain physical properties. The variation of normalizations relative to the C model changes from a 0 per cent level for model D4 to about 25 per cent (L_X-M) and 10 per cent ($Y-M$ and $S-M$) for model D1 (i.e. the relative change from models D2 to D1 is about 13 and

5 per cent, respectively). All these percentages were calculated using normalizations at redshift zero and $M_0 = 10^{14} h^{-1} M_\odot$. Therefore, the size of the grains becomes an equally important parameter varying the efficiency of the dust cooling. The smaller the grain, the stronger the cooling.

(iv) From Figs 4–7 one finds that differences between normalizations become progressively important with decreasing redshift. This confirms expectations because metallicity was modelled in simulations as a linearly increasing function of time. Although our implementation of metallicity should only be regarded as a first order approximation to the modelling of more complex physical processes (acting on scales below the resolution scale of the present set of simulations), it would be interesting to investigate whether a similar effect remains (i.e. the effects of dust become progressively important at low redshift) when such processes are taken into account throughout the formation history of galaxy clusters (see discussion below).

6.2 Limitation of the dust implementation

6.2.1 Injection and destruction of dust in the ICM

In order to implement the presence of dust in the numerical simulations, we chose a ‘zero-order approach’: we directly correlated the presence of dust with the presence of metals under the assumption that there is no segregation in the nature of the material withdrawn from galaxies and injected into the IGM/ICM (metals, gas, stars or dust). However, this assumption suffers from limitations linked to the dust lifetime. Indeed, dust suffers sputtering whereas metals remain (i.e. are not destroyed) in the IGM/ICM. As detailed in Draine & Salpeter (1979) and Montier & Giard (2004), the dust lifetime before sputtering for a thermal plasma (with $10^6 < T < 10^9$ K) can be expressed as

$$\tau_{\text{sput}} = 2 \times 10^7 \left(\frac{10^{-3} \text{ cm}^{-3}}{n_{\text{H}}} \right) \left(\frac{a}{0.01 \mu\text{m}} \right) \text{ yr}. \quad (18)$$

Typically, for densities met in the core of dense clusters, i.e. $n_{\text{H}} \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, and grain sizes ranging from 0.001 to 0.5 μm , the dust grains have lifetimes of $10^6 < \tau_{\text{dust}} < 10^9$ yr. From equation (18), we see that big grains have longer lifetimes than small grains. Although small grains are destroyed quickly, their population is continuously replenished by the sputtering of bigger grains as long as dust keeps being injected into the ICM. The overall efficiency of the cooling by dust in the ICM/IGM is thus strongly linked to the physical processes of dust injection (i.e. enrichment) in the ICM, but also to the medium thermodynamical properties (i.e. temperature and density), the dust grains being destroyed more quickly in denser regions (i.e. the cluster core) where the cooling by dust is also the most efficient. Whether the processes of dust injection replenish the population of the dust grains and balance its destruction by sputtering over large enough time-scales for the dust cooling to be efficient is a question out of reach of our current set of simulations. Indeed, our simulations do not model the physical processes of dust creation and destruction. This will be a further level of development in the implementation of the dust physics in future simulations. Assuming that a full galaxy mass of stars and gas is dispersed to the ICM within 10^9 yr, and that the dust lifetime in the ICM is of the order of $\tau_{\text{sput}}^{\text{cl}} = 10^8$ yr, from equation (4) we can derive a crude estimation for the f_{d} parameter: $f_{\text{d}} = Z_{\text{d}}^{\text{cl}}/Z_{\text{d}}^{\text{gal}} = (M_{\text{tot}}^{\text{gal}}/M_{\text{gas}}^{\text{cl}}) \times (\tau_{\text{gal}}/\tau_{\text{sput}}^{\text{cl}}) \simeq (1/10) \times (10^8/10^9) \simeq 0.01$. As for the present observational limits, this crude estimate falls within the value of f_{d} we have tested.

Therefore our whole analysis is to be considered within the framework of our basic implementation of the effects of dust with the objective of assessing whether dust has a significant impact on large-scale structure formation, and consequently to quantify these effects at first order. However, making use of the cooling function by Montier & Giard (2004), we have performed a fully self-consistent implementation of the effect of dust as a cooling vector of the ICM/IGM. Indeed, on the computation of the cooling function, the implementation encapsulates the major physical processes to which dust is subjected and acts as a non-gravitational process at the scale of the ICM and the IGM.

6.2.2 Correlation of the dust and metal abundances

As already mentioned, we directly correlated the abundance of dust with metallicity, thus to the metallicity evolution, the chosen evolution law of which is quite drastic: $Z = 0.3(t/t_0)Z_\odot$. Indeed, if the metallicity at $z = 0$ is normalized to the value of $0.3 Z_\odot$, it is lowered to ~ 0.2 at $z = 0.5$ and ~ 0.1 at $z = 1$. However, other numerical works based on simulations including physical implementation of metal enrichment processes but without dust agree well with observational constraints (mainly provided by X-ray observations of the Fe K line) which indicate high metallicity values, $Z \sim 0.3 Z_\odot$, up to redshifts above 1.0 (Borgani et al. 2008; Cora et al. 2008). This shows that, as for the stellar component which is already in place in galaxies when clusters form, the metal enrichment of the ICM/IGM has occurred through the feedback of galaxy formation and evolution, and therefore it de facto strongly enriched the IGM/ICM below $z = 1$. It also might give hints that the high metallicity of clusters could be correlated to the dust enrichment of the IGM/ICM. Indeed, the amount of gaseous iron in galaxies such as the Milky Way is $\sim 0.01 Z_\odot$. An early enrichment of dust in the IGM and/or the ICM, which once sputtered will provide metals, could explain part of the iron abundances found in the ICM at low redshifts. This hypothesis seems to be consolidated by a few works that have investigated dust as a source for metals in the material stripped from galaxies via dynamical removal within already formed clusters (Aguirre et al. 2001) or via an early IGM enrichment at high redshift during the peak of star formation around $z = 3$ (Bianchi & Ferrara 2005). The latter work stressed that only big grains ($a > 0.1 \mu\text{m}$) can be transported on a few $\times 100$ kpc physical scale, however leading to a very inhomogeneous spatial enrichment in metals once the dust grains are sputtered. For all these reasons, by underestimating the metallicity at high redshifts, we might have underestimated the amount of dust injected into the ICM at high redshift, and thus the efficiency of dust cooling when integrated from early epochs down to redshift zero.

7 CONCLUSION

In this work, we have presented the first simulations of structure formation investigating the effect of dust cooling on the properties of the ICM. We have compared simulations with radiative plus dust cooling with respect to a purely radiative cooling simulation. We have shown the following.

(i) The cooling due to dust is effective in the cluster regime and has a significant effect on the ‘baryon driven’ statistical properties of clusters such as L_X – M , Y – M , S – M scaling relations. As an added non-gravitational cooling process dust changes the normalization of these laws by a factor up to 25 per cent for the L_X – M relation, and up to 10 per cent for the Y – M and S – M relations. In contrast,

dust has almost no effect on a ‘dark matter driven’ scaling relation such as the $T_{\text{mw}}-M$ relation.

(ii) The inclusion of cooling by dust does not change significantly the slopes of the cluster scaling laws investigated in this paper. They compare with the results obtained in the radiative cooling simulation model.

(iii) Through the implementation of our different dust models, we have demonstrated that the dust cooling effect at the scale of clusters depends strongly on the dust abundance in the ICM, but also to a similar extent on the size distribution of the dust grains. Therefore, the dust efficiency is strongly dependent on the nature of the stripped and ejected galactic material, as well as the history of these injection and destruction processes along the cluster history. Indeed, the early enrichment of dust might provide an already modified thermodynamical setup for the ‘to-be-accreted’ gas at lower redshifts.

The setup of our simulations and the limitation of our dust implementation can be considered a ‘zero-order’ test with which we demonstrated the active effect of dust on structure formation and especially at cluster scales. In order to go one step further, a perspective of this work will be needed to couple the radiative cooling function of dust with a physical and dynamical implementation of the creation and destruction processes of dust in the IGM/ICM.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank the referee for his discerning and fair comments. We are deeply indebted to Peter Thomas, Orrarujee Muanwong and collaborators for their part in writing the original Sussex cluster extraction software used in this work, and to Nabila Aghanim for discussions and providing us access to the IAS (Orsay) computing facilities where simulations were run. We thank Mauro Roncarelli, Alain Blanchard, Peter Thomas and Nabila Aghanim for fruitful discussions and comments on the manuscript. EP and LM acknowledge the support of grant ANR-06-JCJC-0141. JL benefited from the support of the French-Portuguese Luso actions (PAULF-PI: Alain Blanchard & Pedro Viana). AdS acknowledges support from Funda ção Ciência e Tecnologia (FCT) under the contracts SFRH/BPD/20583/2004 and CIÊNCIA 2007.

REFERENCES

Aghanim N., da Silva A. C., Nunes N., 2009, *A&A*, 496, 637
 Aguirre A., Hemquist L., Schaye J., Katz N., Weinberg D., Gardner J., 2001, *ApJ*, 561, 521
 Arnaud M., 2005, *Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology*. IOS Press, the Netherlands, and Società Italiana di Fisica, Bologna, Italy, p. 77
 Bai L., Rieke G., Rieke M., Hinz J., Kelly D., Blaylock M., 2006, *ApJ*, 639, 827
 Bai L. et al., 2007, *ApJ*, 664, 181

Bardeen J. M., Bond J. R., Kaiser N., Szalay A. S., 1986, *ApJ*, 304, 15
 Bianchi S., Ferrara A., 2005, *MNRAS*, 358, 379
 Borgani S., Fabjan D., Tomatore L., Schindler S., Dolag K., Diaferio A., 2008, *Space Sci. Rev.*, 134, 379
 Bovy J., Hogg D., Moustakas J., 2008, *ApJ*, 688, 198
 Cattaneo A., Teyssier R., 2007, *MNRAS*, 376, 1547
 Chelouche D., Koester B. P., Bowen D. V., 2007, *ApJ*, 671, L97
 Cora S. A., Tomatore L., Tozzi P., Dolag K., 2008, *MNRAS*, 386, 96
 Conroy C., Ostriker J. P., 2008, *ApJ*, 681, 151
 Conroy C., Wechsler R. H., Kravtsov A. V., 2007, *ApJ*, 668, 826
 Couchman H. M. P., 1991, *ApJ*, 368, L23
 Couchman H. M. P., Thomas P. A., Pearce F. R., 1995, *MNRAS*, 452, 797
 da Silva A. C., Kay S. T., Liddle A. R., Thomas P. A., 2004, *MNRAS*, 348, 1401
 Domainko W. et al., 2006, *A&A*, 452, 795
 Draine B. T., Salpeter E. E., 1979, *ApJ*, 231, 77
 Dwek E., 1981, *ApJ*, 247, 614
 Dwek E., Rephaeli Y., Mather J. C., 1990, *ApJ*, 350, 104
 Eke V. R., Navarro J. F., Frenk C. S., 1998, *ApJ*, 503, 569
 Giard M., Montier L., Pointecouteau E., Simmat E., 2008, *A&A*, 490, 547
 Gnedin O. Y., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Nagai D., 2004, *ApJ*, 616, 16
 Kaiser N., 1986, *MNRAS*, 222, 323
 Kapferer W. et al., 2006, *A&A*, 447, 827
 Krick J. E., Bernstein R. A., 2007, *AJ*, 134, 466
 Loewenstein M., 2006, *ApJ*, 648, 230
 Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., 1977, *ApJ*, 217, 425
 McNamara B. R., Nulsen P. E. J., 2007, *ARA&A*, 45, 117
 Moll R. et al., 2007, *A&A*, 463, 513
 Montier L., Giard M., 2004, *A&A*, 417, 401
 Montier L., Giard M., 2005, *A&A*, 439, 35
 Muanwong O., Thomas P. A., Kay S. T., Pearce F. R., Couchman H. M. P., 2001, *ApJ*, 552, L27
 Muller S., Wu S. Y., Hsieh B. C., Gonzalez R., Loinard L., Yee H., Gladders M., 2008, *ApJ*, 680, 975
 Murante G. et al., 2004, *ApJ*, 607, L83
 Murante G., Giovalli M., Gerhard O., Amaboldi M., Borgani S., Dolag K., 2007, *MNRAS*, 377, 2
 Pearce F. R., Couchman H. M. P., 1997, *New Astron.*, 2, 411
 Pearce F. R., Thomas P. A., Couchman H. M. P., Edge A. C., 2000, *MNRAS*, 317, 1029
 Popescu C., Tuffs R., Fischera J., Völk H., 2000, *A&A*, 354, 480
 Sarazin C. L., 1988, *Cambridge Astrophysics Series*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
 Springel V., Hemquist L., 2003, *MNRAS*, 339, 312
 Stickel M., Lemke D., Mattila K., Haikala L. K., Klaas M., 1998, *A&A*, 329, 55
 Stickel M., Klaas U., Lemke D., Mattila K., 2002, *A&A*, 383, 367
 Sugiyama N., 1995, *ApJS*, 100, 281
 Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, *ApJS*, 88, 253
 Thacker R. J., Couchman H. M. P., 2000, *ApJ*, 545, 728
 Thomas P. A., Couchman H. M. P., 1992, *MNRAS*, 257, 11
 Thomas P. A. et al. (the Virgo Consortium), 1998, *MNRAS*, 296, 1061
 Voit G. M., 2005, *Rev. Mod. Phys.*, 77, 207
 Weingartner J., Draine B. T., Barr D., 2006, *ApJ*, 645, 1188

This paper has been typeset from a $\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

PUBLICATIONS

Simulating the impact of dust cooling on the statistical properties of the intra-cluster medium

Etienne Pointecouteau^{a,*}, Antonio da Silva^b, Andrea Catalano^c, Ludovic Montier^a,
Joseph Lanoux^a, Mauro Roncarelli^a, Martin Giard^a

^a *Université de Toulouse/CNRS, CESR, 9 av. du Colonel Roche, 31400 Toulouse, France*

^b *CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal Institut, d'Astrophysique Spatiale, Bat 121, Université Paris Sud, 91405 Orsay, France*

^c *Université Paris Diderot, APC, 10, rue Alice Domon et Lonié Duquet, 75205 Paris cedex 13, France*

Received 8 December 2008; received in revised form 26 April 2009; accepted 6 May 2009

Abstract

From the first stages of star and galaxy formation, non-gravitational processes such as ram pressure stripping, SNs, galactic winds, AGNs, galaxy–galaxy mergers, etc. lead to the enrichment of the IGM in stars, metals as well as dust, via the ejection of galactic material into the IGM. We know now that these processes shape, side by side with gravitation, the formation and the evolution of structures. We present here hydrodynamic simulations of structure formation implementing the effect of the cooling by dust on large scale structure formation. We focus on the scale of galaxy clusters and study the statistical properties of clusters. Here, we present our results on the $T_X - M$ and the $L_X - M$ scaling relations which exhibit changes on both the slope and normalization when adding cooling by dust to the standard radiative cooling model. For example, the normalization of the $T_X - M$ relation changes only by a maximum of 2% at $M = 10^{14} M_\odot$ whereas the normalization of the $L_X - T_X$ changes by as much as 10% at $T_X = 1$ keV for models that including dust cooling. Our study shows that the dust is an added non-gravitational process that contributes shaping the thermodynamical state of the hot ICM gas.

© 2009 COSPAR. Published by Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Astrophysics; Numerical simulations; Galaxy clusters

1. Introduction

The high metallicity observed in the intra-cluster medium (ICM hereafter – see for instance [Borgani et al. \(2008\)](#), for recent works) is understood within analytical models and numerical simulations as a consequence of the various gravitational (galaxy–galaxy mergers, galaxy interactions, ram pressure stripping) and non-gravitational (SN powered galactic winds, AGN outbursts, starbursts winds) processes at play in the ICM. These processes drive the formation and the evolution of galaxies within their environment (see for instance works by [Kapferer et al.](#)

(2006); [Domainko et al. \(2006\)](#); [Moll et al. \(2007\)](#)). Moreover, it is obvious that the process of tearing material from galaxies does not discriminate between metals, gas, stars and dust. All are injected in the ICM/IGM further on leading to the metal enrichment of the surrounding medium, and possibly to its dust enrichment. To date the searches for a diffuse dust component within the ICM have not been significantly successful. Together with their study of the reddening of background galaxies towards clusters, [Muller et al. \(2008\)](#) gathered the existing constraints on the presence of dust in the ICM and the derived constraints in terms of extinction or dust-to-gas mass ratio. [Montier and Giard \(2005\)](#) obtained a clear statistical detection for the total dust emission in clusters (from member galaxies and ICM) by using the stacking of the IRAS data (at 60 and 100 μm near the peak of dust emission) at the location

* Corresponding author.

E-mail address: pointeco@cesr.fr (E. Pointecouteau).

of more than 11,000 clusters and groups. In an extension of this work, Giard et al. (2008) have investigated for the first time the evolution of the total IR bolometric luminosity of clusters with redshift. Comparing to the expected IR luminosity from the integrated SFR in cluster galaxies and considering the low end of current constraints for the dust-to-gas mass ratio in the ICM (Chelouche et al., 2007); Giard et al. (2008) concluded that ICM dust could represent 2% of the bolometric IR luminosity of clusters. On the other hand, from a theoretical point of view the effect of dust on a ICM/IGM-type thermalized plasma has been formalised by Montier and Giard (2004). These authors have computed the cooling function of dust within an optically thin hot thermal plasma taking into account the energetic budget for dust. In view of their results, dust thus comes within the ICM/IGM, as an added non-gravitational process that may influence the formation and evolution of large scale structures in a non-negligible way.

In order to address this problem, we have put into place the first hydrodynamic N -body numerical simulations of hierarchical structure formation implementing the effect of dust cooling according to the dust nature and abundance. In this proceedings paper, we present original preliminary results of this study focussing on the properties of clusters of galaxies at redshift zero.

2. Cooling the ICM with dust

Montier and Giard (2004) have shown that in the temperature range of galaxy clusters, dust can be a cooling agent of the ICM, which can compete efficiently with radiative cooling. The strength of cooling by dust depends on dust grain properties and more specifically on dust abundance and dust grain sizes. The more abundant the dust and the smaller the grains, the higher the efficiency of the cooling by dust is.

- The dust abundance, i.e., the dust-to-gas mass ratio, is a function of the relative abundance of dust with respect to the solar vicinity dust abundance (i.e., $Z_{d,\odot}$) and of the metallicity of the ICM (i.e., $Z/Z_\odot$): $Z_d = M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}} = f_d (Z/Z_\odot) Z_{d,\odot}$. We investigate three values for f_d : 0.001, 0.01 and 0.1. The corresponding dust-to-gas mass ratios bracket roughly the current theoretical and observational constraints on dust abundance in the ICM/IGM, i.e., 10^{-5} and 10^{-3} Popescu et al., 2000; Aguirre et al., 2001; Chelouche et al., 2007; Muller et al., 2008; Giard et al., 2008.
- At a given metallicity, the most relevant parameter for the cooling function by dust is the grain size. Indeed, the smaller the grains, the higher the cooling power of the dust is. We chose to test three types of size distribution: two fixed grain sizes with $a = 10^{-3} \mu\text{m}$ and $a = 0.5 \mu\text{m}$, respectively, labelled *small* and *big*. The third assumes for the IGM dust grains a distribution in sizes as defined by Mathis et al. (1977) for the galactic dust: $N(a) \propto a^{-3.5}$ within the size interval of $[0.001, 0.5] \mu\text{m}$. It is further referred as the ‘MNR’ distribution.

Thus in our simulations, once the metallicity is known, a and f_d are the only two parameters driving the dust cooling rate (i.e., $\Lambda(a, Z) = \Lambda(a, f_d)$). Fig. 1 illustrates the dependency of the dust cooling function with respect to the metallicity and dust abundances for a MNR dust grain size distribution.

3. Simulation of structure formation with dust cooling

3.1. Hydrodynamic N -body simulations

We have run a set of seven numerical simulations using the public code package Hydra, an adaptive particle-particle/particle-mesh (AP³M), gravity solver with smoothed particle hydrodynamics (SPH) (Couchman et al., 1995; Couchman, 1991; Pearce and Couchman, 1997). The global gas metallicity is assumed to evolve with time as $Z = 0.3(t/t_0)Z_\odot$, where $Z_\odot$ is the solar metallicity and t/t_0 is the age of the universe in units of the present time. All simulations are issued from the same initial condition snapshot, at $z = 49$. The initial density field was constructed, using $N = 4,096,000$ particles of baryonic and dark matter, perturbed from a regular grid of fixed comoving size $L = 100 h^{-1} \text{Mpc}$. We assumed a Λ -CDM cosmology with parameters, $\Omega = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_b = 0.0486$, $h = 0.7$. The amplitude of the matter power spectrum was normalised using $\sigma_8 = 0.9$. With this choice of parameters, the dark matter and baryon particle masses are $2.1 \times 10^{10} h^{-1} \text{M}_\odot$ and $2.6 \times 10^9 h^{-1} \text{M}_\odot$, respectively. The gravitational softening in physical coordinates was $25 h^{-1} \text{kpc}$ below $z = 1$ and above this redshift scaled as $50(1+z)^{-1} h^{-1} \text{kpc}$. Gas in the simulations is allowed to cool using the total table presented in Fig. 1. At a given time step, gas particles with overdensities (relative to the critical density) larger than 10^4 , and temperatures below $1.2 \times 10^4 \text{ K}$ are converted into collisionless baryonic matter and no longer participate in the gas dynamical processes.

3.2. Phase space and cluster maps

In Fig. 2, we present the phase space diagram for the whole box at $z = 0$ for the radiative cooling (left panel) and the radiative-dust cooling model with $a = 0.001 \mu\text{m}$ and $f_d = 0.1$ (right panel – model D1 in Table 1).

The displayed quantity is the probability distribution function of gas particles (computed as the number of particles in logarithmic bins of size 0.1 dex divided by the total number of particles) as a function of temperature and overdensity. The colour scale is linear, as represented on the top of the figure. The features in the diagrams reflect the gas physical effects included in the simulations: gravitational heating, adiabatic expansion, radiative cooling and cooling by dust (the latter effect is only present on the right panel). Note that our simulations do not include energy feedback nor photoionization-heating due to a UV background. The

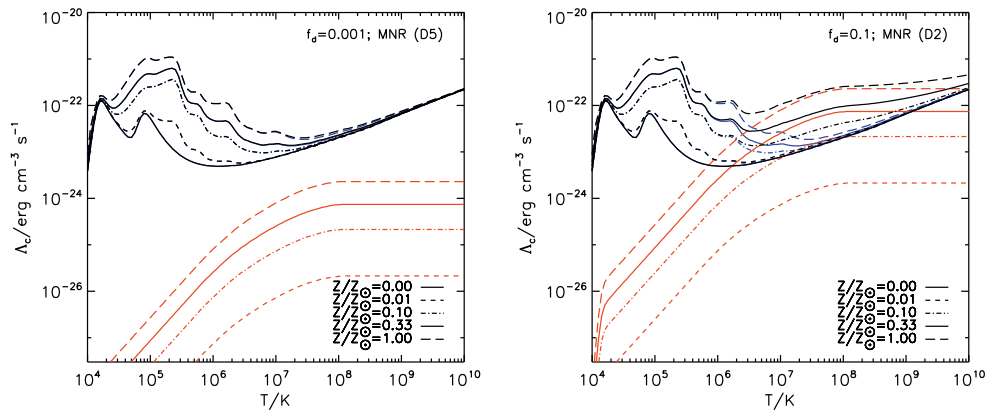


Fig. 1. Total cooling (radiative + dust) functions implemented in the numerical simulations (black lines). The radiative and dust cooling functions alone are, respectively, shown in blue and red. The figure illustrates the dependency of the dust cooling efficiency as a function of the metallicity if the IGM (red curves on both panels) and as a function of the dust-to-gas mass ratio within the ICM (left and right panels). (For interpretation of the references in colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

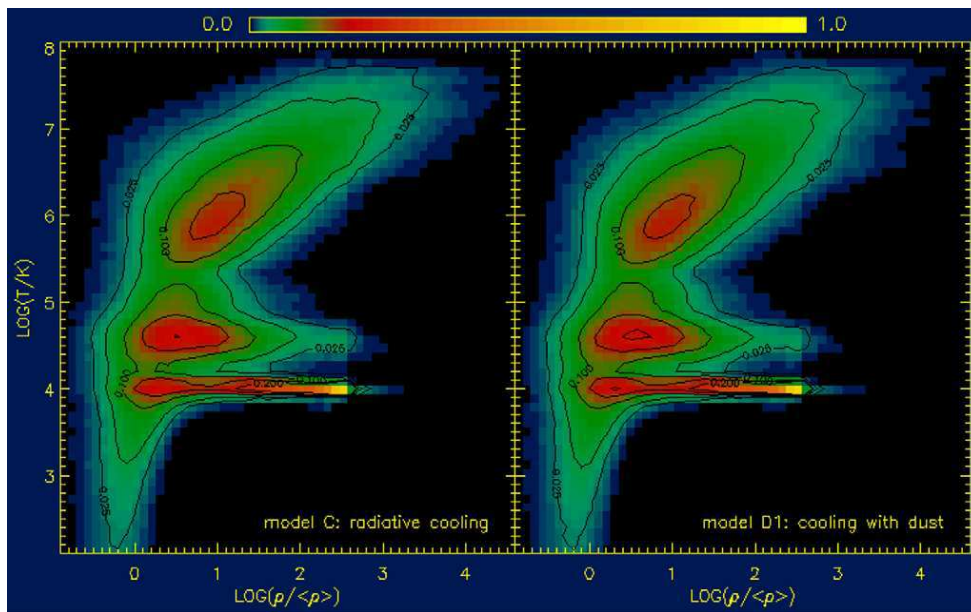


Fig. 2. Density–temperature phase space diagram of the radiative cooling simulation (left) and a case of radiative + dust cooling simulation. The separation of the different phases (ICM, IGM and cool gas) is illustrated by the dashed-yellow lines. The overlaid contours are isoprobability contours of 0.025, 0.05, 0.1, 0.15 and 0.2. (For interpretation of the references in colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Table 1
Parameters of the simulated models presented on Fig. 4.

Run	Physics	f_d	Grain size
C	Cooling (no dust)	–	–
D1	Cooling with dust	0.100	Small
D2	Cooling with dust	0.100	MRN
D4	Cooling with dust	0.010	MRN

absence of the later effect causes the low density, low temperature, gas to cool adiabatically without being regulated by photoionization heating. For $T > 10^4$ K gas cools more efficiently according to the cooling rates of Fig. 1. At high overdensities $\log(\rho / \langle \rho \rangle) \gtrsim 2.5$ gas is mainly distributed in bound objects such as galaxy groups and clusters with high

temperatures. The gas in these regions cools rapidly due to the absence of energy feedback. The inclined V-shape (in black) on the far right end side of the diagrams is a region of fast cooling, where the gas cannot remain over a Hubble time. In both panels, the two upper peaks at intermediate overdensities reflect the shape of the cooling functions in Fig. 1. The contribution of cooling due to metals ($Z/Z_\odot = 0.3$ at $z = 0$ in our simulations) increases the cooling efficiency at $T = 10^6$ K as compared to a gas with primordial composition. The absence of non-gravitational heating in our simulations also enhances the appearance of these two upper peaks in the phase space diagram. The horizontal peak at $T \simeq 10^4$ K arises because in our simulations the gas below this temperature can only cool adiabatically. At high

overdensities, gas that cools below 10^4 K is considered collisionless baryonic matter and it is converted into galaxy fragments/star forming material.

The differences between the two diagrams are not striking. However, the concentration of gas in the cool and low-density phase of the D1 model is higher than in the purely gas cooling case (model C). For the ICM gas, the phase space distributions are also different when looked in detail. More particles are present in the form of cold gas (i.e., below the horizontal yellow lines) in the radiative + dust cooling case, as a direct consequence of the extra cooling from the dust component. As a consequence, the hot and less dense gas distribution (typically located in the clusters core, i.e., top-right parts of the diagrams) is more spread towards slightly less hot and dense gas in the radiative+dust cooling case. This is due to a well-known effect related with the condensation of gas that is converted into collisionless star forming material in the simulations. The removal of cold gas from the hot phase simply leads to an increase of the mean local temperature of the remaining gas.

For the same models we display in Fig. 3 the projected density and temperature maps for one of the most massive cluster found in our simulations. As for the phase space, the changes in features on the density maps are not obvious. However, the locus of high density seems brighter in the radiative+dust cooling case, e.g. the cluster centre is brighter and more peaked. The temperature maps present more visible differences between the dust/no-dust case. Some hot areas are enhanced or have appeared when adding dust cooling. This is also a consequence of the aforementioned (counter intuitive) effect of additional cooling (e.g. due to dust) actually contributes to raise the temperature of the remaining ICM gas.

4. Cluster scaling relations

4.1. $T_X - M$ and $L_X - M$ at redshift zero

In fact, to be able to properly quantify the effect of the cooling by dust in the ICM, we have investigated the statistical properties of the cluster populations forming in our

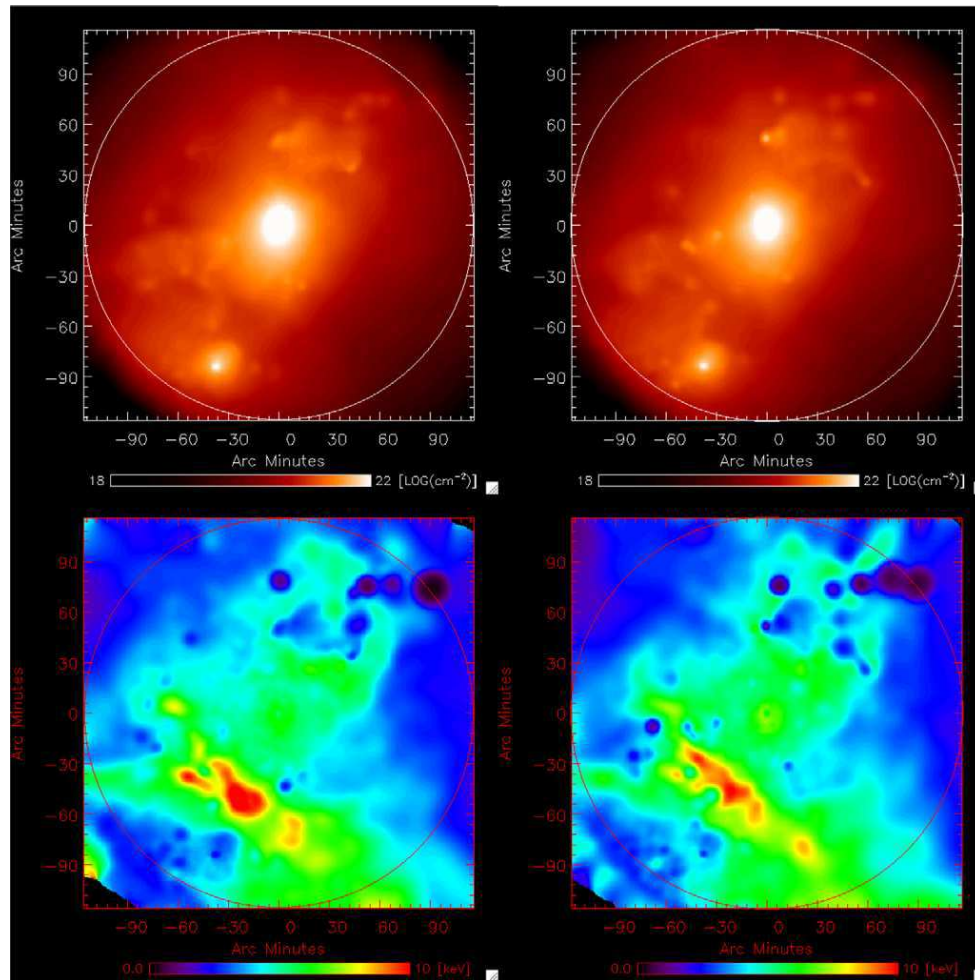


Fig. 3. Projected density (top pane) and temperature (bottom) maps for one of the most massive clusters found in the simulations. The radiative case is presented on the left hand side, whilst a model implementing radiative + dust cooling is presented on the right hand side of the figure. Density and temperature maps are, respectively, in logarithmic and linear scales. The overlaid circle's radius is the virial radius of the cluster. The X and Y axis are given in arcmin considering a projection of the cluster positioned at $z = 0.03$ (in this case the spatial scales are just indicative, but meaningless).

simulations. In each simulation we selected halos with a total mass larger than $5 \times 10^{13} M_{\odot}$. We ended up with a minimum of 60 clusters in each simulations at $z = 0$. Here, we illustrate our study with two scaling relations given at $z = 0$: the (emission weighted) temperature–mass relation, $T_X - M$, and the X-ray bolometric luminosity–mass relation, $L_X - M$. The two relations are presented on Fig. 4 for the radiative cooling case, and three radiative + dust models described in Table 1.

The $T_X - M$ relation is the less disturbed of the two. Results for model D4 is almost compatible with the radiative case. Model D2 and D1 illustrate the effects of the dust grain size distribution and the dust abundance.

These small variations are in fact understandable because the temperature of clusters is essentially dominated by gravity and because the total cluster mass (that is dominated by the dark matter component) is in practice unaffected by the extra condensation of a fraction of the cluster gas mass. However small, we note that the emission-weighted vs mass scaling is more sensitive to dust than the mass-weighted vs mass relation studied in da Silva et al. (2009). This confirms expectations, because T_X gives more weighting to gas with stronger X-ray emission, i.e., gas with high density and temperature locate in the cluster central regions. As a consequence the $T_X - M$ scaling not only exhibits larger changes of amplitude but also larger differences in the slopes because of the relative impact of dust on T_X for different mass systems. Altogether the variation in normalisation are less than $\simeq 2\%$ over the three presented models at $M = 10^{14} M_{\odot}$.

On the other hand the $L_X - M$ relation is typically a baryon driven scaling law. Which means that it is very sensitive to the physics of baryons at play in the ICM. Again, going from model D4 to D1 via D2, one can witness the effect of the grain size (as for D1 and D2 the abundances are the same), and then the abundance effect from model D2 to D4. Both the abundance and the grain size distribution have similar amplitude, and the overall changes in nor-

malisation at 1 keV goes up by $\sim 10\%$. It is also striking how the dust cooling efficiency increases with the ICM temperature. Taking into account the range of investigated temperatures, this is perfectly consistent with the dust cooling function implemented in the simulations, thus with the study of Montier and Giard (2004) that shows this discriminating effect with the temperature.

Also, we have pointed out that these changes induced by dust cooling on the normalisation as well as the slope of the scaling relations, are strongly linked to the physical properties of dust. We have illustrated that the effect of the dust grain size is as efficient as the effect of the abundance of dust grains populating the ICM.

4.2. Limitations of the model

It is obvious that our present implementation of dust cooling in simulations has intrinsic limitations and should be considered as a first (“zero order”) approach to the problem, see da Silva et al. (2009). Indeed, with our implementation of dust in our simulations, we directly linked the presence (thus abundance) of dust with the presence of metals (i.e., we put dust wherever there are metals in the simulations). However, dust and metals are not sensitive to the same physical processes, and if the metals are not destroyed, the dust grains are sputtered. From Draine and Salpeter (1979) and Montier and Giard (2004), for a hot thermal plasma, i.e., $10^6 < T < 10^9$ K, and densities met in the core of dense clusters, i.e., $n_H \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, and grain sizes ranging from 0.001 and 0.5 μm , dust grains have lifetimes of $10^6 < t_{\text{dust}} < 10^9$ yr. The overall efficiency of cooling by dust in the ICM/IGM is thus strongly linked to the physical processes of dust injection. Therefore, beside the cooling function of dust, with which we have performed a fully self-consistent implementation of the effect of dust as a cooling vector of the ICM/IGM, we did not performed *stricto sensu* a physical implementation, as we do not deal with the physics of the dust creation and

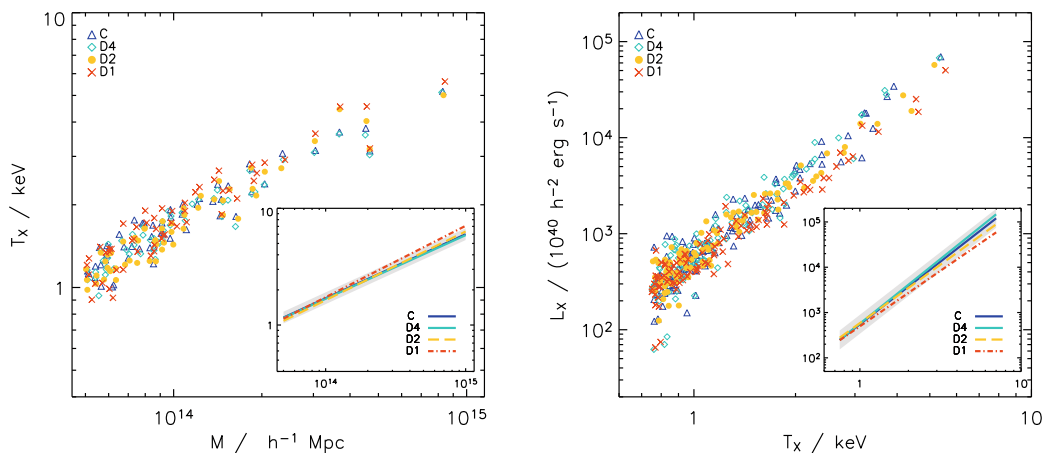


Fig. 4. (left) Emission weighted temperature–mass relation, $T_X - M$, (right) X-ray bolometric luminosity–mass relation, $L_X - M$, at redshift zero. Symbols and best fit lines are colour-coded for each presented model (see Table 1). The grey shaded area corresponds to the $\pm 1\sigma$ dispersion for the radiative model (i.e., model C).

dust destruction processes. This would be the next step in our study.

Also, we directly correlated the abundance of dust with metallicity. The evolution law we chose for the metallicity does underestimate the metallicity at high redshift. Indeed, $Z = 0.3(t/t_0)Z_\odot$ normalised at $0.3Z_\odot$ at $z = 0$ gives ~ 0.2 at $z = 0.5$ and ~ 0.1 at $z = 1$. However, observations as well as theoretical studies on the metal enrichment of the ICM have indicate high values of the metallicity, i.e., $Z \sim 0.3Z_\odot$, up to redshift above 1 (Cora et al., 2008; Borgani et al., 2008). An early enrichment of the ICM/IGM with dust, then sputtered, could (partly) explain these high values of the metallicity. Therefore, by underestimating the metallicity at high redshifts, we may have underestimated the amount of dust injected in the ICM at high redshifts, and thus the efficiency of dust cooling when integrated from an early epoch down to redshift zero.

They are probably other limitations to our results, such as the local thermal equilibrium hypothesis underlied in the computation of Montier and Giard (2004) cooling function (following a non-equilibrium hypothesis (Dwek et al., 1990), that may lead to difference in the cooling curves, the used theoretical setup for the dust emission within an optically thin hot thermal plasma is well suited to our purpose of assessing the influence of dust on the galaxy clusters properties.

5. Conclusion

With our current “zero” order implementation of the effect of dust cooling, we have demonstrated the actual effect of the presence of dust within the IGM/ICM as a non-gravitational process that plays a role on the physical properties of baryons within large scale structures. Deeper studies including other scaling laws such as the entropy-mass, $S - M$, and the integrated Comptonisation parameter-mass, $Y - M$, relations are presented in da Silva et al. (2009).

Acknowledgements

We thanks the organisers of the session E14 “The interplay between the Interstellar and Intergalactic Media from High Redshifts to Present” of the 37th COSPAR assembly, D. Wang and M. Shull, during which the this work was presented. We are also grateful to the two anonymous referees for their fruitful comments on our manuscript. M.R.,

L.M. and E.P. are supported by Grant ANR-06-JCJC-0141. AdS was supported by Fundação Ciência Tecnologia (FCT) Portugal under contracts SFRH/BPD/20583/2004 and CIENCIA 2007.

References

- Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., Katz, N., Weinberg, D.H., Gardner, J. Metal enrichment of the intergalactic medium in cosmological simulations. *ApJ* 561, 521–549, 2001.
- Borgani, S., Diaferio, A., Dolag, K., Schindler, S. Thermodynamical properties of the ICM from hydrodynamical simulations. *Space Science Reviews* 134, 269–293, 2008.
- Chelouche, D., Koester, B.P., Bowen, D.V. The dust content of galaxy clusters. *ApJ (Lett.)* 671, L97–L100, 2007.
- Cora, S.A., Tornatore, L., Tozzi, P., Dolag, K. On the dynamical origin of the ICM metallicity evolution. *MNRAS* 386, 96–104, 2008.
- Couchman, H.M.P. Mesh-refined P3M-A fast adaptive N-body algorithm. *ApJ (Lett.)* 368, L23–L26, 1991.
- Couchman, H.M.P., Thomas, P.A., Pearce, F.R. Hydra: an adaptive-mesh implementation of P 3M-SPH. *ApJ* 452, 797–813, 1995.
- da Silva, A.C., Catalano, A., Montier, L., Pointecouteau, E., Lanoux, J., Giard, M. The impact of dust on the scaling properties of galaxy clusters. *MNRAS* 396, 849–859, 2009.
- Domainko, W., Mair, M., Kapferer, W., van Kampen, E., Kronberger, T., Schindler, S., Kimeswenger, S., Ruffert, M., Mangete, O.E. Enrichment of the ICM of galaxy clusters due to ram-pressure stripping. *A&A* 452, 795–802, 2006.
- Draine, B.T., Salpeter, E.E. On the physics of dust grains in hot gas. *ApJ* 231, 77–94, 1979.
- Dwek, E., Rephaeli, Y., Mather, J.C. Infrared emission from dust in the Coma cluster of galaxies. *ApJ* 350, 104–109, 1990.
- Giard, M., Montier, L., Pointecouteau, E., Simmat, E. The infrared luminosity of galaxy clusters. *A&A* 490, 547–554, 2008.
- Kapferer, W., Ferrari, C., Domainko, W., Mair, M., Kronberger, T., Schindler, S., Kimeswenger, S., van Kampen, E., Breitschwerdt, D., Ruffert, M. Simulations of galactic winds and starbursts in galaxy clusters. *A&A* 447, 827–842, 2006.
- Mathis, J.S., Rumpl, W., Nordsieck, K.H. The size distribution of interstellar grains. *ApJ* 217, 425–433, 1977.
- Moll, R., Schindler, S., Domainko, W., Kapferer, W., Mair, M., van Kampen, E., Kronberger, T., Kimeswenger, S., Ruffert, M. Simulations of metal enrichment in galaxy clusters by AGN outflows. *A&A* 463, 513–518, 2007.
- Montier, L.A., Giard, M. The importance of dust in cooling and heating the InterGalactic Medium. *A&A* 417, 401–409, 2004.
- Montier, L.A., Giard, M. Dust emission from clusters of galaxies: statistical detection. *A&A* 439, 35–44, 2005.
- Muller, S., Wu, S.-Y., Hsieh, B.-C., Gonzalez, R., Loinard, L., Yee, H., Gladders, M. Searching for dust in the intracluster medium from reddening of background galaxies. *ApJ* 680, 975–980, 2008.
- Pearce, F.R., Couchman, H.M.P. Hydra: a parallel adaptive grid code. *New Astronomy* 2, 411–427, 1997.
- Popescu, C.C., Tuffs, R.J., Fischera, J., Völk, H. On the FIR emission from intracluster dust. *A&A* 354, 480–496, 2000.

Planck early results. XI. Calibration of the local galaxy cluster Sunyaev-Zeldovich scaling relations[★]

Planck Collaboration: P. A. R. Ade⁷³, N. Aghanim⁴⁸, M. Arnaud⁵⁹, M. Ashdown^{57,4}, J. Aumont⁴⁸, C. Baccigalupi⁷¹, A. Balbi³¹, A. J. Banday^{78,7,64}, R. B. Barreiro⁵⁴, M. Bartelmann^{77,64}, J. G. Bartlett^{3,55}, E. Battaner⁷⁹, K. Benabed⁴⁹, A. Benoît⁴⁷, J.-P. Bernard^{78,7}, M. Bersanelli^{28,42}, R. Bhatia⁵, J. J. Bock^{55,8}, A. Bonaldi³⁸, J. R. Bond⁶, J. Borrill^{63,75}, F. R. Bouchet⁴⁹, H. Bourdin³¹, M. L. Brown^{4,57}, M. Bucher³, C. Burigana⁴¹, P. Cabella³¹, J.-F. Cardoso^{60,3,49}, A. Catalano^{3,58}, L. Cayón²¹, A. Challinor^{51,57,11}, A. Chamballu⁴⁵, L.-Y. Chiang⁵⁰, C. Chiang²⁰, G. Chon^{65,4}, P. R. Christensen^{68,32}, E. Churazov^{64,74}, D. L. Clements⁴⁵, S. Colafrancesco³⁹, S. Colombi⁴⁹, F. Couchot⁶², A. Coullais⁵⁸, B. P. Crill^{55,69}, F. Cuttaia⁴¹, A. Da Silva¹⁰, H. Dahle^{52,9}, L. Danese⁷¹, P. de Bernardis²⁷, G. de Gasperis³¹, A. de Rosa⁴¹, G. de Zotti^{38,71}, J. Delabrouille³, J.-M. Delouis⁴⁹, F.-X. Désert⁴⁴, J. M. Diego⁵⁴, K. Dolag⁶⁴, S. Donzelli^{42,52}, O. Doré^{55,8}, U. Dörl⁶⁴, M. Douspis⁴⁸, X. Dupac³⁵, G. Efstathiou⁵¹, T. A. Enßlin⁶⁴, F. Finelli⁴¹, I. Flores-Cacho^{53,33}, O. Forni^{78,7}, M. Frailis⁴⁰, E. Franceschi⁴¹, S. Fromenteau^{3,48}, S. Galeotta⁴⁰, K. Ganga^{3,46}, R. T. Génova-Santos^{53,33}, M. Giard^{78,7}, G. Giardino³⁶, Y. Giraud-Héraud³, J. González-Nuevo⁷¹, K. M. Górski^{55,81}, S. Gratton^{57,51}, A. Gregorio²⁹, A. Gruppiso⁴¹, D. Harrison^{51,57}, S. Henrot-Versillé⁶², C. Hernández-Monteagudo⁶⁴, D. Herranz⁵⁴, S. R. Hildebrandt^{8,61,53}, E. Hivon⁴⁹, M. Hobson⁴, W. A. Holmes⁵⁵, W. Hovest⁶⁴, R. J. Hoyland⁵³, K. M. Huffenberger⁸⁰, A. H. Jaffe⁴⁵, W. C. Jones²⁰, M. Juvela¹⁹, E. Keihänen¹⁹, R. Keskitalo^{55,19}, T. S. Kisner⁶³, R. Kneissl^{34,5}, L. Knox²³, H. Kurki-Suonio^{19,37}, G. Lagache⁴⁸, J.-M. Lamarre⁵⁸, J. Lanoux^{78,7}, A. Lasenby^{4,57}, R. J. Laureijs³⁶, C. R. Lawrence⁵⁵, S. Leach⁷¹, R. Leonardi^{35,36,24}, A. Liddle¹⁸, P. B. Lilje^{52,9}, M. Linden-Vørnle¹³, M. López-Caniego⁵⁴, P. M. Lubin²⁴, J. F. Macías-Pérez⁶¹, C. J. MacTavish⁵⁷, B. Maffei⁵⁶, D. Maino^{28,42}, N. Mandolesi⁴¹, R. Mann⁷², M. Maris⁴⁰, F. Marleau¹⁵, E. Martínez-González⁵⁴, S. Masi²⁷, S. Matarrese²⁶, F. Matthai⁶⁴, P. Mazzotta³¹, A. Melchiorri²⁷, J.-B. Melin¹², L. Mendes³⁵, A. Mennella^{28,40}, S. Mitra⁵⁵, M.-A. Miville-Deschênes^{48,6}, A. Moneti⁴⁹, L. Montier^{78,7}, G. Morgante⁴¹, D. Mortlock⁴⁵, D. Munshi^{73,51}, A. Murphy⁶⁷, P. Naselsky^{68,32}, P. Natoli^{30,2,41}, C. B. Netterfield¹⁵, H. U. Nørgaard-Nielsen¹³, F. Noviello⁴⁸, D. Novikov⁴⁵, I. Novikov⁶⁸, S. Osborne⁷⁶, F. Pajot⁴⁸, F. Pasian⁴⁰, G. Patanchon³, O. Perdereau⁶², L. Perotto⁶¹, F. Perrotta⁷¹, F. Piacentini²⁷, M. Piat³, E. Pierpaoli¹⁷, R. Piffaretti^{59,12}, S. Plaszczynski⁶², E. Pointecouteau^{78,7}, G. Polenta^{2,39}, N. Ponthieu⁴⁸, T. Poutanen^{37,19,1}, G. W. Pratt⁵⁹, G. Prézeau^{8,55}, S. Prunet⁴⁹, J.-L. Puget⁴⁸, J. P. Rachen⁶⁴, R. Rebolo^{53,33}, M. Reinecke⁶⁴, C. Renauld⁶¹, S. Ricciardi⁴¹, T. Riller⁶⁴, I. Ristorcelli^{78,7}, G. Rocha^{55,8}, C. Rosset³, J. A. Rubiño-Martín^{53,33}, B. Rusholme⁴⁶, M. Sandri⁴¹, D. Santos⁶¹, G. Savini⁷⁰, B. M. Schaefer⁷⁷, D. Scott¹⁶, M. D. Seiffert^{55,8}, P. Shellard¹¹, G. F. Smoot^{22,63,3}, J.-L. Starck^{59,12}, F. Stivoli⁴³, V. Stolyarov⁴, R. Sudiwala⁷³, R. Sunyaev^{64,74}, J.-F. Sygnet⁴⁹, J. A. Tauber³⁶, L. Terenzi⁴¹, L. Toffolatti¹⁴, M. Tomasi^{28,42}, J.-P. Torre⁴⁸, M. Tristram⁶², J. Tuovinen⁶⁶, L. Valenziano⁴¹, L. Vibert⁴⁸, P. Vielva⁵⁴, F. Villa⁴¹, N. Vittorio³¹, L. A. Wade⁵⁵, B. D. Wandelt^{49,25}, S. D. M. White⁶⁴, M. White²², D. Yvon¹², A. Zacchei⁴⁰, and A. Zonca²⁴

(Affiliations can be found after the references)

Received 7 January 2011 / Accepted 5 May 2011

ABSTRACT

We present precise Sunyaev-Zeldovich (SZ) effect measurements in the direction of 62 nearby galaxy clusters ($z < 0.5$) detected at high signal-to-noise in the first *Planck* all-sky data set. The sample spans approximately a decade in total mass, $2 \times 10^{14} M_{\odot} < M_{500} < 2 \times 10^{15} M_{\odot}$, where M_{500} is the mass corresponding to a total density contrast of 500. Combining these high quality *Planck* measurements with deep *XMM-Newton* X-ray data, we investigate the relations between $D_A^2 Y_{500}$, the integrated Compton parameter due to the SZ effect, and the X-ray-derived gas mass $M_{g,500}$, temperature T_X , luminosity $L_{X,500}$, SZ signal analogue $Y_{X,500} = M_{g,500} \times T_X$, and total mass M_{500} . After correction for the effect of selection bias on the scaling relations, we find results that are in excellent agreement with both X-ray predictions and recently-published ground-based data derived from smaller samples. The present data yield an exceptionally robust, high-quality local reference, and illustrate *Planck*'s unique capabilities for all-sky statistical studies of galaxy clusters.

Key words. galaxies: clusters: intracluster medium – X-rays: galaxies: clusters – cosmology: observations

1. Introduction

The X-ray emitting gas in galaxy clusters induces inverse Compton scattering of cosmic microwave background (CMB) photons, shifting their frequency distribution towards higher energies. First discussed in 1972 by Sunyaev & Zeldovich, the scattering produces a characteristic distortion of the CMB spectrum in the direction of a cluster known as the thermal Sunyaev-

Zeldovich (SZ) effect. It is directly proportional to the Compton parameter y , a measure of the thermal electron pressure of the intracluster medium (ICM) gas along the line of sight: $y = (\sigma_T/m_e c^2) \int P dl$. Here $P \propto n_e T$ is the ICM thermal electron pressure, where n_e is the density and T is the temperature, σ_T is the Thomson cross section, m_e is the electron rest mass, and c is the speed of light. The SZ signal integrated over the cluster extent is proportional to the integrated Compton parameter, such

[★] Corresponding author: G. W. Pratt,
 e-mail: gabriel.pratt@cea.fr

that $D_A^2 Y_{SZ} = (\sigma_T/m_e c^2) \int P dV$, where D_A is the angular distance to the source.

Clusters are currently thought to form via the hierarchical gravitational collapse of dark matter haloes, so that their number as a function of mass and redshift is a sensitive indicator of the underlying cosmology. The ICM is formed when gas falls into the dark matter gravitational potential and is heated to X-ray emitting temperatures by shocks and compression. The scale-free nature of this process implies that simple power law relationships exist between the total halo mass and various other physical properties (e.g., Bertschinger 1985; Kaiser 1986) such as X-ray temperature T or luminosity L (e.g., Voit 2005; Arnaud et al. 2005, 2007; Pratt et al. 2009; Vikhlinin et al. 2009). As the total mass is not directly observable, such mass proxies are needed to leverage the statistical power of various large-scale surveys for cosmological applications. Since the gas pressure is directly related to the depth of the gravitational potential, the quantity $D_A^2 Y_{SZ}$ is expected to scale particularly closely with the total mass, a claim supported by recent numerical simulations (e.g., White et al. 2002; da Silva et al. 2004; Motl et al. 2005; Nagai 2006; Wik et al. 2008; Aghanim et al. 2009). SZ surveys for galaxy clusters thus have great potential to produce competitive cosmological constraints.

In a few short years, SZ observations have progressed from the first spatially resolved observations of individual objects (Pointecouteau et al. 1999, 2001; Komatsu et al. 1999, 2001), to the first discoveries of new objects (Staniszewski et al. 2009), to large-scale survey projects for cosmology such as the Atacama Cosmology Telescope (ACT, Kosowsky 2003) and the South Pole Telescope (SPT, Carlstrom et al. 2011). Indeed, first cosmological results from these surveys have started appearing (Vanderlinde et al. 2010; Sehgal et al. 2011). Attention is now focussing on the shape and normalisation of the pressure profile (e.g., Nagai et al. 2007; Arnaud et al. 2010; Komatsu et al. 2011), calibration of the relationship between $D_A^2 Y_{SZ}$ and the total mass for cosmological applications (e.g., Bonamente et al. 2008; Marrone et al. 2009; Arnaud et al. 2010; Melin et al. 2011), comparison of the measured SZ signal to X-ray predictions (Lieu et al. 2006; Bielby & Shanks 2007; Afshordi et al. 2007; Komatsu et al. 2011; Melin et al. 2011), and the relationship between $D_A^2 Y_{SZ}$ and its X-ray analogue $Y_{X,500}$ (e.g., Andersson et al. 2011). First introduced by Kravtsov et al. (2006), the latter quantity is defined as the product of M_g , the gas mass, and T_X , the spectroscopic temperature excluding the core regions. As the link between $Y_{X,500}$ and $D_A^2 Y_{SZ}$ depends on the relationship between the gas mass weighted and X-ray spectroscopic temperatures, it is a sensitive probe of cluster astrophysics.

In the following, we use a subsample of *Planck*¹ Early Release Compact Source Catalogue SZ (ESZ) clusters, consisting of high signal-to-noise ratio (S/N) *Planck* detections with deep *XMM-Newton* archive observations, to investigate the local ($z \lesssim 0.5$) SZ scaling relations. Given its all-sky coverage and high sensitivity, *Planck* is uniquely suited to this task, allowing high S/N detection of many hot, massive systems that do not appear in other SZ surveys due simply to their limited area; correspondingly, the large field of view and collecting power of *XMM-Newton* make it the ideal instrument to

observe these objects in X-rays out to a significant fraction of the virial radius. Here we investigate the relationship between SZ quantities and X-ray quantities, making full use of the exceptional quality of both data sets. Two complementary companion papers (Planck Collaboration 2011f,h) harness the statistical power of the *Planck* survey by analysing the SZ flux–X-ray luminosity and SZ flux–optical richness relations, respectively, using a bin-averaging approach. Two further companion papers present the parent catalogue (Planck Collaboration 2011d) and *XMM-Newton* validation observations of newly-discovered clusters (Planck Collaboration 2011e).

In this paper we adopt a Λ CDM cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$. The factor $E(z) = \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ is the ratio of the Hubble constant at redshift z to its present day value. The variables M_{500} and R_{500} are the total mass and radius corresponding to a total density contrast $500 \rho_c(z)$, where $\rho_c(z)$ is the critical density of the Universe at the cluster redshift; thus $M_{500} = (4\pi/3) 500 \rho_c(z) R_{500}^3$. The quantity $Y_{X,500}$ is defined as the product of $M_{g,500}$, the gas mass within R_{500} , and T_X , the spectroscopic temperature measured in the $[0.15\text{--}0.75] R_{500}$ aperture. The SZ signal is denoted Y_{500} throughout. This quantity is defined by $D_A^2 Y_{500} \equiv (\sigma_T/m_e c^2) \int P dV$. Here D_A is the angular distance to the system, σ_T is the Thomson cross-section, c the speed of light, m_e the electron rest mass, $P \propto n_e T$ is the pressure (the product of the electron number density and temperature), and the integration is performed over a sphere of radius R_{500} . The quantity $D_A^2 Y_{500}$ is the spherically integrated Compton parameter, and Y_{500} is proportional to the flux of the SZ signal within R_{500} .

2. The ESZ catalogue and the *Planck* XMM-Newton archive subsample

2.1. *Planck* and the ESZ catalogue

Planck (Tauber et al. 2010; Planck Collaboration 2011a) is the third generation space mission to measure the anisotropy of the CMB. It observes the sky in nine frequency bands covering 30–857 GHz with high sensitivity and angular resolution from $31'$ to $5'$. The Low Frequency Instrument (LFI; Mandolesi et al. 2010; Bersanelli et al. 2010; Mennella et al. 2011) covers the 30, 44, and 70 GHz bands with amplifiers cooled to 20 K. The High Frequency Instrument (HFI; Lamarre et al. 2010; Planck HFI Core Team 2011a) covers the 100, 143, 217, 353, 545, and 857 GHz bands with bolometers cooled to 0.1 K. Polarization is measured in all but the highest two bands (Leahy et al. 2010; Rosset et al. 2010). A combination of radiative cooling and three mechanical coolers produces the temperatures needed for the detectors and optics (Planck Collaboration 2011b). Two Data Processing Centres (DPCs) check and calibrate the data and make maps of the sky (Planck HFI Core Team 2011b; Zacchei et al. 2011). *Planck*'s sensitivity, angular resolution, and frequency coverage make it a powerful instrument for galactic and extragalactic astrophysics as well as cosmology. Early astrophysics results are given in Planck Collaboration (2011e–u).

The basic data set used in the present paper is the ESZ sample, described in detail in Planck Collaboration (2011d). The sample is derived from the highest S/N detections ($S/N > 6$) in a blind multi-frequency search in the all-sky maps from observations obtained in the first ten months of the *Planck* mission.

¹ *Planck* (<http://www.esa.int/Planck>) is a project of the European Space Agency (ESA) with instruments provided by two scientific consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries France and Italy), with contributions from NASA (USA) and telescope reflectors provided by a collaboration between ESA and a scientific consortium led and funded by Denmark.

2.2. The *Planck*-*XMM*-*Newton* archive subsample

Cross-correlation of the ESZ subsample with the Meta Catalogue of X-ray Clusters (MCXC; Piffaretti et al. 2011) produced 158 matches with known X-ray clusters. As shown in Fig. 1, these objects lie at a redshift $z \lesssim 0.5$ and cover approximately a decade in mass². A search for these clusters in the *XMM-Newton* Science Archive³ produced a combined *Planck*-*XMM-Newton* archive sample of 88 objects as of July 2010, indicated by blue crosses in Fig. 1.

As detailed below in Sect. 3, we used different X-ray data processing techniques depending on cluster angular extent. More specifically, if the source extent lies well within the *XMM-Newton* field of view then the X-ray background can be characterised using a source-free region of the observation, while clusters with a larger angular extent require simultaneous source and background modelling. We label these classes of clusters as A and B, respectively. The dashed line in Fig. 1 illustrates the radius at which $R_{500} \lesssim 12'$, corresponding to the maximum angular extent within which the X-ray background can be characterised in a single *XMM-Newton* field of view. Using this criterion, we divide the *Planck*-*XMM-Newton* archive sample into 58 A clusters and 30 B clusters.

Not all of the clusters in the full *Planck*-*XMM-Newton* archive sample are used in the present paper. Some observations in the A cluster list were excluded because soft proton solar flare contamination had rendered the observations unusable, or because the object had not yet been observed at the time of the archive search, or because the target was a clear multiple system unsuited to a spherically-symmetric analysis. For the B clusters, in addition to the high-luminosity systems already published in Bourdin & Mazzotta (2008), we prioritised those where the *XMM-Newton* field of view was expected to cover the largest possible fraction of R_{500} , corresponding to objects with the lowest estimated mass in Fig. 1. The final sample of 62 systems consists of 44 A objects and 18 B objects. While the sample is neither representative nor complete, it represents the largest, highest-quality SZ-X-ray data set currently-available.

3. X-ray cluster properties

3.1. X-ray data processing: A clusters

For the A clusters, we use the latest version (v10.0) of the *XMM-Newton*-SAS, ensuring that the most recent calibration corrections are applied to the X-ray photons. Event lists are processed, cleaned for periods of high background, PATTERN-selected and corrected for vignetting as detailed in Pratt et al. (2007).

The quiescent *XMM-Newton* background is dominated by events due to charged particles. We subtract this component by using a background file built from stacked observations obtained with the filter wheel in the CLOSED position, recast to the source position and renormalised using the count rate in the high energy band free of cluster emission⁴. The remaining components are due to the cosmic X-ray background produced by unresolved sources and a diffuse soft X-ray contribution attributable to the Galaxy. The A sample is selected so that $R_{500} \lesssim 12'$, allowing us to model these remaining components using emission

² Estimated from the X-ray luminosity-mass relation of Pratt et al. (2009), as detailed in Piffaretti et al. (2011).

³ <http://xmm.esac.esa.int/xsa/>

⁴ We excluded a $5'$ region around the cluster centre to avoid contamination from residual cluster emission.

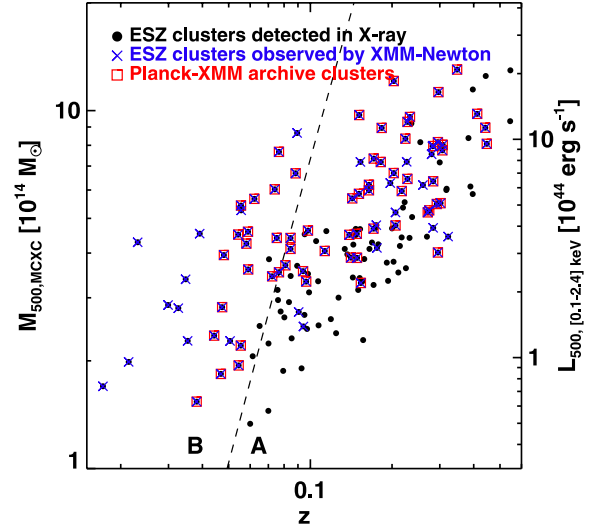


Fig. 1. The 158 *Planck* ESZ clusters already observed in X-rays. Masses are estimated from their X-ray luminosity as described in Piffaretti et al. (2011). The 62 clusters analysed and discussed in this paper are indicated by the red squares. The dashed line represents the locus at which $R_{500} \sim 12'$.

from an annular region external to the cluster emission as detailed in Croston et al. (2008) and Pratt et al. (2010).

Point sources were identified from the small scales of wavelet-decomposed images in the [0.3–2] and [2–5] keV bands. These sources were excluded, with the exclusion radius matched to the variation of the PSF size across the detector. We also masked any well-defined substructures that produced prominent secondary maxima and were visible in the larger scales of the wavelet decomposition process.

Surface brightness profiles were extracted from the data in $3''.3$ bins centred on the X-ray peak. Finally, a non-parametric regularisation method was used to derive the deprojected, PSF-corrected density profiles, $n_e(r)$, as described in Croston et al. (2008).

3.2. X-ray data processing: B clusters

For each object in the B cluster sample, a merged energy-position photon cube was built from the various observations of a given target. The cube was built from soft proton-cleaned events from each camera, generated with v10.0 of the *XMM-Newton*-SAS, to which an effective exposure and a background noise array were added. The exposure array was computed from the effective exposure time, with corrections for spatially variable mirror effective areas, filter transmissions, CCD pixel area, chip gaps and bad pixels, as appropriate. The background noise array was modelled as the sum of components accounting for the Galactic foreground and cosmic X-ray background, plus charged particle-induced and out-of-time events. Full details of the method are given in Bourdin & Mazzotta (2008).

The Galactic foreground is a critical model component in the case of the B clusters. These objects often extend over the full *XMM-Newton* field of view, so that the cluster emission cannot be spatially separated from the foreground components. We thus constrained the foreground components using a joint fit of cluster emissivity and temperature in an external annulus corresponding to $\sim R_{500}$. Despite the degeneracy of this estimate with the cluster emissivity itself, in all cases the temperature

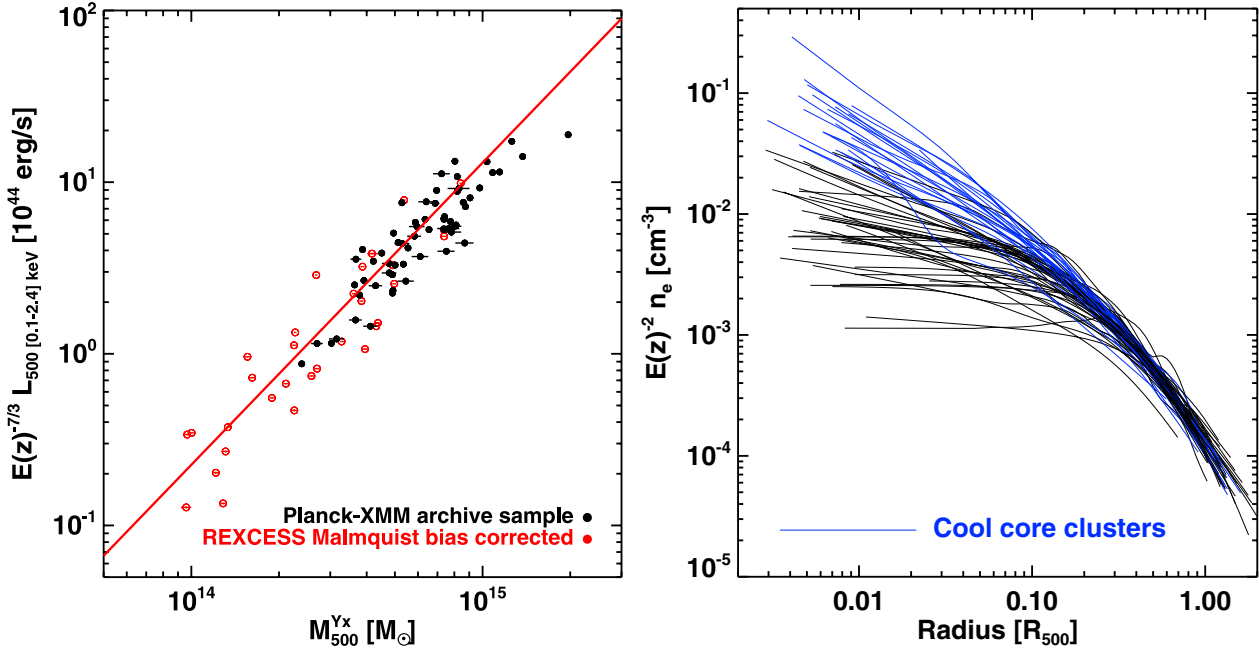


Fig. 2. *Left:* $L_{X,500}-M_{500}$ relation of the *Planck-XMM-Newton* archive sample compared to REXCESS, a representative X-ray cluster sample. Luminosity is estimated interior to R_{500} in the [0.1–2.4] keV band, and mass from the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation of [Arnaud et al. \(2010\)](#). The solid red line is the fit to the REXCESS sample only ([Pratt et al. 2009](#)). *Right:* scaled density profiles of the 62 systems in the *Planck-XMM-Newton* archive sample. Profiles have been corrected for projection and PSF effects as described in the text. Systems classified as cool cores are indicated by blue lines.

obtained in this annulus was found to be lower than the average cluster temperature, as is commonly observed in clusters allowing full cluster-foreground spatial separation (e.g., [Pratt et al. 2007](#); [Leccardi & Molendi 2008](#)).

The ICM density profiles in the B cluster sample were then derived using the analytic distributions of ICM density and temperature introduced by [Vikhlinin et al. \(2006\)](#). These parametric distributions were projected along the line of sight, convolved with the *XMM-Newton* PSF, and fitted to the observed projected cluster brightness and temperature profiles. The resulting density profiles, $n_e(r)$, were used to derive X-ray quantities for each cluster as described below.

3.3. X-ray quantities

For the current generation of high-resolution X-ray telescopes, the effective limiting radius for high-quality nearby observations of the type discussed here is R_{500} . Beyond this radius, the effect of the variable background becomes dominant and the uncertainties begin to become difficult to quantify. In addition, as shown by [Evrard et al. \(1996\)](#), R_{500} is also the radius within which clusters are relatively relaxed. We estimate the X-ray quantities for each cluster self-consistently within R_{500} using the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation given in [Arnaud et al. \(2010\)](#), see also [Pratt et al. 2010](#), assuming standard evolution, viz.,

$$E(z)^{2/5} M_{500} = 10^{14.567 \pm 0.010} \left[\frac{Y_{X,500}}{2 \times 10^{14} M_{\odot} \text{ keV}} \right]^{0.561 \pm 0.018} M_{\odot}. \quad (1)$$

The radius R_{500} was calculated iteratively as described in [Kravtsov et al. \(2006\)](#). Using Eq. (1) and the definition of M_{500} and $Y_{X,500}$, an equation of the form $R_{500}^3 = C[M_{g,500} T_X]^a$ must

be solved. Starting from an initial temperature measurement, the equation is solved for R_{500} , with the gas mass computed from the density profiles discussed above in Sects. 3.1 and 3.2. A new temperature is then estimated within $[0.15-0.75] R_{500}$ and the procedure is repeated until convergence. Once converged, we measure the temperature within an aperture corresponding to R_{500} and calculate the [0.1–2.4] keV and [0.5–2] keV band luminosities as described in [Pratt et al. \(2009\)](#). The resulting X-ray quantities are listed in Table 1.

The left-hand panel of Fig. 2 shows the $L_{X,500}-M_{500}$ relation of the *Planck-XMM-Newton* archive sample, where $L_{X,500}$ is the X-ray luminosity estimated interior to R_{500} in the [0.1–2.4] keV band⁵, and the mass is estimated from the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation given in Eq. (1). The data are compared to the equivalent relation from REXCESS, a sample designed to be representative of the X-ray cluster population ([Böhringer et al. 2007](#)). One can see that the *Planck-XMM-Newton* archive clusters are all massive, luminous systems, as expected for objects detected in SZ at high S/N by *Planck*. They follow the general trend exhibited by REXCESS ([Pratt et al. 2009](#)), but extend to higher mass and luminosity.

3.4. Scaled gas density profiles and cool core subsample

The scaled gas density profiles of the full sample of 62 clusters are shown in the right-hand panel of Fig. 2, where each profile

⁵ The standard [0.1–2.4] keV band self-similar evolution factor is $E(z)^{-2}$. However, the observed scaling relations are steeper than self-similar (see e.g., [Pratt et al. 2009](#)), leading to a dependence of the evolution factor on the quantity to which it is applied. In the present work we use an evolution factor of $E(z)^{-7/3}$, appropriate for bolometric luminosities, for comparison to REXCESS (see also [Maughan 2007](#)).

has been corrected for evolution and scaled to R_{500} . As has been seen in other cluster samples (e.g., Croston et al. 2008), there is a large amount of scatter in the central regions, extending out to $\sim 0.15 R_{500}$, beyond which the profiles rapidly converge.

It is well-known that some clusters exhibit so-called cool cores, central regions of very dense gas where the cooling time is less than the Hubble time (e.g., Jones & Forman 1984). Such objects have very high X-ray luminosities and extremely low central entropies that tend to set them apart from the rest of the X-ray cluster population (e.g., Fabian et al. 1994; Pratt et al. 2010). In addition, the current consensus is that these systems represent a generally more relaxed subset of the cluster population (although see Burns et al. 2008 for a dissenting view). Following Pratt et al. (2009), we estimated the central gas density $n_{e,0}$ using a β model fit to the gas density profile interior to $0.05 R_{500}$, and classified objects with $E(z)^{-2} n_{e,0} > 4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ as cool core systems. In total, 22/62 clusters in the present sample are classified as such. These are plotted in blue in Fig. 2 and in all following plots.

4. SZ cluster properties

4.1. Optimisation of the SZ flux extraction

The basic SZ signal extraction procedure is described in full in Planck Collaboration (2011d). In brief, this procedure consists of applying multi-frequency matched filters (MMF, Melin et al. 2006), that incorporate prior knowledge of the signal, to the *Planck* maps. Specifically, the ICM pressure is assumed to follow the universal profile shape derived from the REXCESS sample by Arnaud et al. (2010). The SZ flux is computed by integrating along the line-of-sight and normalising the universal pressure profile. Each profile is truncated at $5 \times R_{500}$, effectively giving a measure of the flux within a cylinder of aperture radius $5 \times R_{500}$, and then converted to the value in a sphere of radius R_{500} for direct comparison with the X-ray prediction. This is the fundamental SZ quantity used in the present paper⁶, and we refer to it throughout as Y_{500} .

Section 6 of Planck Collaboration (2011d) shows that the cluster flux derived from blind application of the MMF algorithm is systematically larger than X-ray expectations. This discrepancy is a result of overestimation of the cluster size θ_{500} due to the freedom to optimise significance with position and size. As shown in Planck Collaboration (2011d), if the SZ signal is instead extracted from a region centred on the X-ray position with size θ_{500} estimated from the X-ray luminosity-mass relation, the SZ flux is in better agreement with X-ray expectations. When additional constraints on the cluster size are available, the SZ flux extraction can be further optimised.

With the present cluster sample we can make use of the higher-quality estimate of the X-ray size θ_{500} , derived from R_{500} , measured using the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation as detailed in Sect. 3.3. Appendix A details the improvement in SZ flux extraction when these higher-quality size estimates are used. For each cluster in the sample, we thus re-ran the SZ flux extraction, calculating Y_{500} with the X-ray position and size fixed to the refined values derived from the high-quality *XMM-Newton* observation.

4.2. Robustness tests specific to local sample

Section 6 of Planck Collaboration (2011d) details various robustness tests relevant to all *Planck* SZ papers, including

⁶ Note that Y_{500} is the directly observed “apparent” quantity, while $D_A^2 Y_{500}$ is the corresponding “absolute” quantity, intrinsic to the cluster.

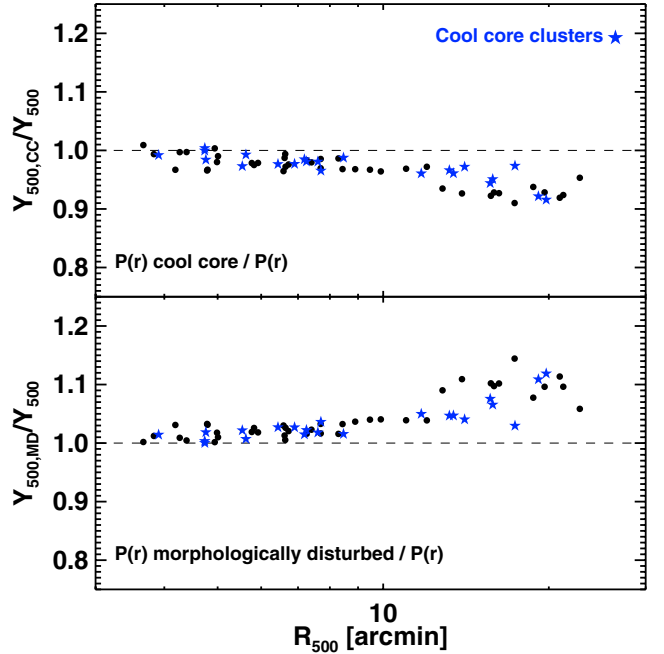


Fig. 3. Comparison of Y_{500} from extraction using the baseline pressure profile with that from the best fitting REXCESS cool core and morphologically disturbed pressure profiles given in Appendix C of Arnaud et al. (2010). Cool core systems are marked as blue stars, other systems as black dots. *Top*: universal pressure profile vs. cool-core pressure profile; *Bottom*: universal pressure profile vs. morphologically-disturbed pressure profile. The trend with R_{500} is due to the inability of the *Planck* beam to resolve different profiles at small angular size. The effect is small (maximum ~ 10 per cent) and quasi-symmetric (as expected), so no bias is introduced.

investigation of the cluster size-flux degeneracy discussed above, the impact of the assumed pressure profile used for cluster detection, beam-shape effects, colour corrections, contamination by point sources, and discussion of the overall error budget. For the present sample we undertake two further robustness tests: the first is related to the impact of radio source contamination; the second examines the impact of the assumed pressure profile shape on the derived Y_{500} .

4.2.1. Contamination by point sources

Contamination by point sources can affect extraction of the SZ parameters, and have implications for astrophysical studies of clusters or further cosmological applications (Aghanim et al. 2005; Douspis et al. 2006). We have thus checked the possible effect of radio galaxies on the derived Y_{500} by combining data from SUMSS (Bock et al. 1999, a catalogue of radio sources at 0.85 GHz), NVSS (Condon et al. 1998, a catalogue of radio sources at 1.4 GHz), and data from the *Planck* LFI and HFI. Two clusters in our sample exhibit relatively bright ($S(1.4 \text{ GHz}) \gtrsim 1 \text{ Jy}$), flat spectrum radio sources within a radius of $15'$ from the X-ray peak. These sources are clearly seen in LFI data and could potentially affect the SZ measurement. However, as we discuss below in Sect. 5, inclusion or exclusion of these objects has a negligible effect on the derived scaling relations.

Table 1. X-ray and SZ properties.

Name	RA [deg]	Dec [deg]	z	R_{500} [kpc]	T_X [keV]	$M_{g,500}$ [$10^{14} M_\odot$]	$Y_{X,500}$ [$10^{14} M_\odot \text{ keV}$]	$D_A^2 Y_{500}$ [10^{-4} Mpc^2]	M_{500} [$10^{14} M_\odot$]	$L_{X,500}$ [$10^{44} \text{ erg s}^{-1}$]	CC
RXC J0014.3-3022	3.58	-30.38	0.307	1358	7.72 ± 0.25	1.65 ± 0.01	12.73 ± 0.51	1.74 ± 0.21	9.78 ± 0.21	13.35 ± 0.09	...
A85	10.44	-9.37	0.052	1206	5.78 ± 0.22	0.66 ± 0.01	3.84 ± 0.19	0.47 ± 0.05	5.30 ± 0.31	4.65 ± 0.02	✓
RXC J0043.4-2037	10.84	-20.61	0.292	1152	5.82 ± 0.20	0.88 ± 0.01	5.10 ± 0.20	1.40 ± 0.17	5.88 ± 0.14	8.26 ± 0.08	...
A119	14.02	-1.30	0.044	1114	5.40 ± 0.23	0.45 ± 0.01	2.45 ± 0.14	0.27 ± 0.03	4.12 ± 0.23	1.52 ± 0.01	...
RXC J0232.2-4420	38.06	-44.37	0.284	1223	6.41 ± 0.20	1.07 ± 0.01	6.86 ± 0.26	0.86 ± 0.13	6.95 ± 0.15	12.53 ± 0.09	✓
A401	44.73	13.56	0.075	1355	7.26 ± 0.44	1.02 ± 0.04	7.43 ± 0.58	0.83 ± 0.08	7.65 ± 0.67	5.82 ± 0.04	...
RXC J0303.8-7752	46.00	-77.88	0.274	1251	7.88 ± 0.36	0.96 ± 0.02	7.58 ± 0.45	1.09 ± 0.13	7.37 ± 0.25	7.39 ± 0.07	...
A3112	49.51	-44.26	0.070	1062	5.02 ± 0.15	0.40 ± 0.01	2.03 ± 0.07	0.18 ± 0.03	3.67 ± 0.16	3.84 ± 0.02	✓
A3158	55.72	-53.60	0.060	1124	5.00 ± 0.18	0.53 ± 0.01	2.66 ± 0.12	0.35 ± 0.03	4.29 ± 0.23	2.66 ± 0.01	...
A478	63.35	10.45	0.088	1326	6.43 ± 0.19	1.06 ± 0.03	6.81 ± 0.26	0.92 ± 0.08	7.23 ± 0.48	12.33 ± 0.05	✓
A3266	67.83	-61.42	0.059	1354	7.46 ± 0.22	0.96 ± 0.02	7.17 ± 0.30	0.90 ± 0.07	7.51 ± 0.51	4.22 ± 0.01	...
A520	73.55	2.96	0.203	1325	7.74 ± 0.22	1.13 ± 0.01	8.75 ± 0.32	0.99 ± 0.14	8.11 ± 0.16	7.11 ± 0.04	...
RXC J0516.7-5430	79.17	-54.52	0.295	1266	7.11 ± 0.67	1.20 ± 0.06	8.50 ± 1.06	1.29 ± 0.10	7.82 ± 0.60	7.27 ± 0.38	...
RXC J0528.9-3927	82.22	-39.44	0.284	1218	6.04 ± 0.32	1.11 ± 0.02	6.73 ± 0.46	1.18 ± 0.13	6.88 ± 0.25	10.55 ± 0.11	✓
RXC J0532.9-3701	83.23	-37.02	0.275	1190	6.84 ± 0.26	0.85 ± 0.01	5.82 ± 0.28	0.97 ± 0.13	6.35 ± 0.17	8.40 ± 0.07	✓
RXC J0547.6-3152	86.89	-31.90	0.148	1150	6.10 ± 0.14	0.60 ± 0.01	3.63 ± 0.10	0.45 ± 0.07	5.01 ± 0.08	3.89 ± 0.02	...
A3376	90.47	-39.99	0.045	930	3.39 ± 0.09	0.28 ± 0.01	0.94 ± 0.03	0.10 ± 0.02	2.39 ± 0.06	0.92 ± 0.01	...
RXC J0605.8-3518	91.48	-35.29	0.139	1059	4.93 ± 0.11	0.46 ± 0.01	2.29 ± 0.07	0.47 ± 0.06	3.87 ± 0.06	4.74 ± 0.02	✓
RXC J0645.4-5413	101.39	-54.21	0.164	1303	7.26 ± 0.18	1.01 ± 0.01	7.33 ± 0.24	1.09 ± 0.07	7.40 ± 0.14	7.59 ± 0.04	✓
RXC J0658.5-5556	104.63	-55.96	0.296	1527	11.19 ± 0.25	2.08 ± 0.02	23.22 ± 0.64	2.66 ± 0.14	13.73 ± 0.21	20.05 ± 0.10	...
A665	127.75	65.88	0.182	1331	7.64 ± 0.46	1.12 ± 0.03	8.55 ± 0.61	1.09 ± 0.11	8.04 ± 0.37	6.81 ± 0.10	...
A754	137.24	-9.65	0.054	1423	8.93 ± 0.24	1.04 ± 0.03	9.28 ± 0.39	0.86 ± 0.05	8.69 ± 0.63	4.68 ± 0.02	...
A773	139.49	51.69	0.217	1228	6.78 ± 0.16	0.89 ± 0.01	6.01 ± 0.18	0.86 ± 0.11	6.55 ± 0.11	6.80 ± 0.04	...
A781	140.09	30.49	0.298	1114	5.72 ± 0.10	0.76 ± 0.01	4.32 ± 0.10	0.72 ± 0.14	5.35 ± 0.07	4.75 ± 0.03	...
A868	146.36	-8.64	0.153	1058	4.63 ± 0.16	0.51 ± 0.01	2.34 ± 0.08	0.41 ± 0.07	3.91 ± 0.10	3.18 ± 0.03	...
A963	154.24	39.01	0.206	1123	5.49 ± 0.11	0.66 ± 0.01	3.63 ± 0.09	0.41 ± 0.09	4.95 ± 0.07	6.40 ± 0.03	✓
RXC J1131.9-1955	173.00	-19.92	0.308	1300	7.75 ± 0.31	1.30 ± 0.02	10.11 ± 0.53	1.30 ± 0.23	8.59 ± 0.26	11.01 ± 0.09	...
A1413	178.81	23.39	0.143	1242	6.57 ± 0.07	0.82 ± 0.01	5.41 ± 0.05	0.74 ± 0.08	6.27 ± 0.04	6.85 ± 0.02	✓
RXC J1206.2-0848	181.59	-8.81	0.441	1334	10.15 ± 0.32	1.59 ± 0.02	16.13 ± 0.63	1.70 ± 0.30	10.83 ± 0.24	19.65 ± 0.12	✓
ZwCl1215	184.41	3.65	0.077	1211	6.45 ± 0.27	0.63 ± 0.02	4.09 ± 0.21	0.46 ± 0.07	5.45 ± 0.35	2.88 ± 0.01	...
A1576	189.23	63.19	0.302	1145	6.32 ± 0.47	0.80 ± 0.03	5.05 ± 0.49	0.79 ± 0.11	5.83 ± 0.32	6.94 ± 0.18	...
A3528S	193.65	-29.21	0.053	966	4.11 ± 0.21	0.28 ± 0.01	1.16 ± 0.07	0.22 ± 0.03	2.70 ± 0.13	1.22 ± 0.01	✓
A1644	194.30	-17.40	0.047	1070	4.86 ± 0.20	0.41 ± 0.01	1.99 ± 0.11	0.25 ± 0.04	3.66 ± 0.19	1.66 ± 0.05	✓
A3532	194.39	-30.41	0.056	1015	4.44 ± 0.30	0.34 ± 0.01	1.53 ± 0.12	0.21 ± 0.04	3.16 ± 0.19	1.30 ± 0.01	...
A1650	194.67	-1.76	0.084	1110	5.11 ± 0.06	0.51 ± 0.01	2.61 ± 0.04	0.44 ± 0.06	4.22 ± 0.03	3.79 ± 0.01	✓
A1651	194.88	-4.20	0.084	1135	5.23 ± 0.12	0.56 ± 0.01	2.94 ± 0.08	0.36 ± 0.06	4.51 ± 0.07	4.23 ± 0.02	...
A1689	197.88	-1.35	0.183	1339	8.17 ± 0.12	1.08 ± 0.01	8.84 ± 0.15	1.37 ± 0.15	8.19 ± 0.08	13.29 ± 0.03	✓
A3558	202.00	-31.51	0.047	1170	4.78 ± 0.13	0.67 ± 0.02	3.21 ± 0.13	0.42 ± 0.05	4.77 ± 0.26	3.54 ± 0.01	...
A1763	203.80	41.00	0.223	1275	6.55 ± 0.17	1.14 ± 0.01	7.44 ± 0.27	1.28 ± 0.12	7.37 ± 0.15	8.00 ± 0.05	...
A1795	207.24	26.58	0.062	1254	6.60 ± 0.21	0.73 ± 0.02	4.79 ± 0.18	0.46 ± 0.04	5.96 ± 0.37	5.90 ± 0.02	✓
A1914	216.49	37.83	0.171	1345	8.26 ± 0.19	1.07 ± 0.01	8.80 ± 0.26	1.00 ± 0.09	8.19 ± 0.13	10.73 ± 0.05	...
A2034	227.53	33.49	0.151	1330	7.01 ± 0.15	1.13 ± 0.01	7.94 ± 0.23	0.74 ± 0.10	7.76 ± 0.13	6.99 ± 0.04	...
A2029	227.73	5.75	0.078	1392	7.70 ± 0.41	1.12 ± 0.05	8.63 ± 0.60	0.81 ± 0.07	8.30 ± 0.72	10.00 ± 0.05	✓
A2065	230.61	27.70	0.072	1160	5.36 ± 0.20	0.60 ± 0.02	3.24 ± 0.15	0.39 ± 0.05	4.78 ± 0.28	3.20 ± 0.02	✓
A2163	243.95	-6.13	0.203	1781	13.40 ± 0.45	3.17 ± 0.04	42.51 ± 1.82	4.55 ± 0.21	19.68 ± 0.48	23.86 ± 0.15	...
A2204	248.18	5.59	0.152	1345	7.75 ± 0.21	1.09 ± 0.02	8.45 ± 0.28	1.11 ± 0.10	8.04 ± 0.15	15.73 ± 0.06	✓
A2218	248.99	66.21	0.171	1151	5.23 ± 0.10	0.73 ± 0.01	3.82 ± 0.10	0.77 ± 0.06	5.13 ± 0.08	5.41 ± 0.03	...
A2219	250.10	46.71	0.228	1473	9.37 ± 0.22	1.74 ± 0.02	16.33 ± 0.47	2.34 ± 0.14	11.44 ± 0.20	14.94 ± 0.10	...
A2256	256.13	78.63	0.058	1265	6.40 ± 0.25	0.78 ± 0.02	4.98 ± 0.23	0.71 ± 0.04	6.11 ± 0.40	3.92 ± 0.02	...
A2255	258.24	64.05	0.081	1169	5.79 ± 0.15	0.59 ± 0.01	3.42 ± 0.11	0.52 ± 0.04	4.91 ± 0.09	2.47 ± 0.02	...
RXC J1720.1+2638	260.03	26.61	0.164	1165	5.78 ± 0.12	0.70 ± 0.01	4.02 ± 0.10	0.63 ± 0.08	5.28 ± 0.08	9.14 ± 0.04	✓
A2261	260.61	32.14	0.224	1216	6.23 ± 0.55	0.93 ± 0.04	5.79 ± 0.61	1.18 ± 0.12	6.41 ± 0.41	9.97 ± 0.27	✓
A2390	328.41	17.69	0.231	1423	8.89 ± 0.24	1.54 ± 0.02	13.68 ± 0.46	1.66 ± 0.13	10.35 ± 0.20	17.20 ± 0.09	✓
A3827	330.46	-59.95	0.099	1210	6.19 ± 0.10	0.69 ± 0.01	4.28 ± 0.09	0.63 ± 0.05	5.55 ± 0.07	4.62 ± 0.02	...
RXC J2217.7-3543	334.46	-35.73	0.149	1034	4.68 ± 0.10	0.44 ± 0.01	2.05 ± 0.05	0.35 ± 0.06	3.64 ± 0.06	2.98 ± 0.01	...
RXC J2218.6-3853	334.68	-38.89	0.141	1147	6.19 ± 0.19	0.57 ± 0.01	3.51 ± 0.13	0.34 ± 0.06	4.92 ± 0.11	2.74 ± 0.02	...
RXC J2228.6+2036	337.12	20.62	0.412	1256	8.16 ± 0.30	1.33 ± 0.02	10.86 ± 0.52	1.34 ± 0.23	8.73 ± 0.24	11.96 ± 0.10	...
RXC J2234.5-3744	338.62	-37.75	0.151	1307	7.34 ± 0.12	0.99 ± 0.01	7.24 ± 0.15	0.90 ± 0.07	7.37 ± 0.09	7.21 ± 0.05	...
MACS J2243.3-0935	340.84	-9.58	0.444	1256	7.98 ± 0.12	1.47 ± 0.01	11.75 ± 0.22	1.91 ± 0.24	9.06 ± 0.10	14.05 ± 0.05	...
A3911	341.60	-52.72	0.097	1066	4.52 ± 0.06	0.48 ± 0.01	2.16 ± 0.04	0.38 ± 0.04	3.78 ± 0.03	2.45 ± 0.01	...
AS1063	342.21	-44.53	0.347	1456	10.73 ± 0.25	1.89 ± 0.02	20.33 ± 0.58	2.21 ± 0.16	12.60 ± 0.20	26.32 ± 0.13	...
A3921	342.49	-64.42	0.094	1071	5.01 ± 0.07	0.44 ± 0.01	2.20 ± 0.02	0.36 ± 0.03	3.82 ± 0.03	2.57 ± 0.02	...

Notes. The temperature T_X is measured in the $[0.15-0.75] R_{500}$ region, and the luminosity $L_{X,500}$ is measured interior to R_{500} in the $[0.1-2.4]$ keV band. The mass M_{500} is estimated from the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation given in Eq. (1). The final column indicates whether the cluster is classified as a cool core system, defined as described in Sect. 3.4.

4.2.2. Impact of assumptions on pressure profile and scaling

The blind SZ signal detection method used to detect and extract the ESZ clusters from the *Planck* survey (Planck Collaboration 2011d) implements the universal pressure profile from Arnaud et al. (2010). More specifically, the baseline model makes use of the generalised NFW profile fit to the 31 individual REXCESS cluster pressure profiles, after removal of the mass dependence by scaling according to the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation given in Eq. (1). However, Arnaud et al. showed that the scatter of the individual cluster pressure profiles about the universal form increases toward the central regions, since cool core systems are more peaked, and morphologically disturbed systems are shallower, respectively, than the mean. In their Appendix C, Arnaud et al. give the best fitting GNFW model parameters for the average scaled profiles of the REXCESS cool core and morphologically disturbed subsamples.

As our cluster sample contains both cool core and morphologically disturbed systems, it is pertinent to investigate the effect of the baseline pressure profile assumption on the resulting Y_{500} values. We thus re-ran the Y_{500} extraction process separately for each object using the cool core and morphologically disturbed cluster profiles given in Appendix C of Arnaud et al. (2010). The X-ray size θ_{500} is kept the same in each case so that we are investigating the impact of the pressure profile shape within a fixed aperture. Figure 3 shows the ratio of the Y_{500} of the cool core and morphologically disturbed profile extractions to that of the baseline model.

Clear trends are seen in both cases: the ratio tends to increase (decrease) with θ_{500} if the morphologically disturbed (cool core) profile is used instead of the baseline universal profile. Up to $\theta_{500} \sim 10'$ the ratio differs from unity only by 2 per cent on average. Beyond $\theta_{500} \sim 10'$, the derived Y_{500} starts to differ gradually from the baseline value. This effect can be traced to the influence of the *Planck* angular resolution. Since the SZ signal extraction uses all *Planck*-HFI channels, the effective angular resolution is that of the channel with the largest FWHM (~ 10 arcmin at 100 GHz). Below this angular scale the profile shape is washed out by the convolution with the *Planck* beam, while above it, clusters are increasingly well-resolved. The two panels of Fig. 3 show that at the largest θ_{500} the maximum excursion is ~ 10 per cent. Beyond 10 arcmin, the average excursions are ~ 6 and ~ 7 per cent, respectively, for cool-core and morphologically disturbed profiles. Note that the effect is symmetric, in that for large θ_{500} a cool core profile and a morphologically disturbed profile return a value of Y_{500} that differs from the baseline value by approximately the same amount, but the former is lower and the latter is higher.

In the following, the difference in Y_{500} derived from extraction with the cool core and morphologically disturbed cluster profiles is added in quadrature to the uncertainty on the Y_{500} from the baseline extraction. We expect this conservative error estimate to account for any difference in the underlying pressure profile shape from the universal baseline model. As detailed below in Sect. 5, we have further checked the effect of the pressure profile assumption on the derived scaling relation fits, finding it to be entirely negligible.

5. SZ scaling relations

We fitted the parameters governing a scaling relation between $D_A^2 Y_{500}$, the spherically-integrated SZ signal within R_{500} , and its X-ray analogue $Y_{X,500}$. We also fitted parameters governing scaling relations between $D_A^2 Y_{500}$ and various other X-ray-derived

quantities including $M_{g,500}$, T_X and $L_{X,500}$. We further investigated the relation between $D_A^2 Y_{500}$ and the total mass, M_{500} , using the $M_{500}-Y_{X,500}$ calibration given in Eq. (1).

5.1. Fitting method

For each set of observables (B, A), we fitted a power law relation of the form $E(z)^\gamma D_A^2 Y_{500} = 10^A [E(z)^\kappa X/X_0]^\beta$, where $E(z)$ is the Hubble constant normalised to its present day value and γ and κ were fixed to their expected self-similar scalings with z . The fit was undertaken using linear regression in the log-log plane, taking the uncertainties in both variables into account, and the scatter was computed as described in Pratt et al. (2009). In brief, assuming a relation of the form $Y = aX + b$, and a sample of N data points (Y_i, X_i) with errors σ_{Y_i} and σ_{X_i} , the raw scatter was estimated using the error-weighted distances to the regression line:

$$\sigma_{\text{raw}}^2 = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N w_i (Y_i - aX_i - b)^2 \quad (2)$$

where

$$w_i = \frac{1/\sigma_i^2}{(1/N) \sum_{i=1}^N 1/\sigma_i^2} \quad \text{and} \quad \sigma_i^2 = \sigma_{Y_i}^2 + a^2 \sigma_{X_i}^2. \quad (3)$$

The intrinsic scatter σ_i was computed from the quadratic difference between the raw scatter and that expected from the statistical uncertainties.

We use the BCES regression method (Akritas & Bershady 1996), which takes into account measurement errors in both coordinates and intrinsic scatter in the data and is widely used in astronomical regression, giving results that may easily be compared with other data sets fitted using the same method. We fitted all relations using orthogonal BCES regression.

5.2. Effect of point sources and choice of baseline pressure profile

We fitted the SZ scaling relations excluding the two objects with significant radio source contamination (Sect. 4.2.1). For all relations the change in normalisation, slope and intrinsic scatter is negligible compared to their associated uncertainties. We therefore consider the contamination by radio sources to have a negligible effect on scaling relation fits and proceed with the full sample of 62 clusters.

We have also checked whether the best fitting scaling relations are affected by the choice of baseline pressure profile, as follows. For the cool core subsample, we assigned the Y_{500} derived from extraction using the cool core pressure profile. Of the remaining 40 systems, for the 20 objects with the lowest central density (Fig. 2), we assigned the Y_{500} value derived from extraction using the morphologically disturbed profile. We then re-fitted all the scaling relations. The resulting best fits are in full agreement with those derived from the baseline universal profile; i.e., the difference in best fitting parameters (2 per cent maximum) is again smaller than their respective uncertainties.

5.3. Correction for selection bias

It is well known that scaling-relation determinations of the sort we are considering can be biased by selection effects of Malmquist and Eddington type when a significant part of the

Table 2. Best fitting orthogonal BCES parameters for scaling relations.

Relation	A_{obs}	B_{obs}	$\sigma_{\log,i}$	A_{corr}	B_{corr}	γ	κ	X_0
$D_A^2 Y_{500} - c^* Y_{X,500}$	-4.02 ± 0.01	0.95 ± 0.04	0.10 ± 0.01	-4.02	0.96	–	–	$1 \times 10^{-4} \text{ Mpc}^2$
$D_A^2 Y_{500} - M_{500}$	-4.19 ± 0.01	1.74 ± 0.08	0.10 ± 0.01	-4.22	1.74	$-2/3$	–	$6 \times 10^{14} M_\odot$
$D_A^2 Y_{500} - T_X$	-4.27 ± 0.02	2.82 ± 0.18	0.14 ± 0.02	-4.22	2.92	-1	–	6 keV
$D_A^2 Y_{500} - M_{g,500}$	-4.05 ± 0.01	1.39 ± 0.06	0.08 ± 0.01	-4.03	1.48	$-2/3$	–	$1 \times 10^{14} M_\odot$
$D_A^2 Y_{500} - L [0.1 - 2.4]_{X,500}$	-4.00 ± 0.02	1.02 ± 0.07	0.14 ± 0.02	-3.97	1.12	$-2/3$	$-7/3$	$7 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$
$D_A^2 Y_{500} - L [0.5 - 2]_{X,500}$	-3.79 ± 0.03	1.02 ± 0.07	0.14 ± 0.02	-3.75	1.12	$-2/3$	$-7/3$	$7 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$

Notes. $c^* = (\sigma_T/m_e c^2)/(\mu_e m_p)$. Relations are expressed as $E(z)^\gamma [D_A^2 Y_{500}] = 10^A [E(z)^\kappa X/X_0]^B$. The logarithmic intrinsic scatter of the relation is denoted by $\sigma_{\log,i}$.

sample lies near a selection cut (for discussions in a cluster context see e.g., Vikhlinin et al. 2009; Pratt et al. 2009; Mantz et al. 2010 and Andersson et al. 2011). We estimated the effect of the *Planck* SZ selection as follows. In order to impose a selection cut on the mock catalogues, we used the *observed* relation between $D_A^2 Y_{500}$ and S/N from the region significantly above the selection cut and extrapolated below it, along with an estimate of scatter again from observations, carried out in several redshift bins. We then constructed large mock catalogues of clusters through drawing of Poisson samples from a suitably-normalised Jenkins et al. (2001) mass function; to each cluster we assigned a value of $D_A^2 Y_{500}$ by adopting scaling relations with scatter that are consistent with the observed values. This procedure leads to a predicted S/N value that can be used to impose selection cuts on the mock sample. We applied it to the full 158 cluster sample as the only X-ray information needed was the position for SZ signal re-extraction.

The effect on scaling relations is then assessed by assigning further physical properties to the mock catalogue. Following the methods of the X-ray analysis, $Y_{X,500}$ is obtained directly from the mass using Eq. (1), while $M_{g,500}$ and $L_{X,500}$ are obtained from assumed input scaling relations including scatter. Finally T_X is simply obtained from $Y_{X,500}/M_{g,500}$ on a cluster-by-cluster basis. The input scaling relation slopes and amplitudes are then adjusted until the mock observed samples match those recovered from actual data in Table 2. The input slopes then provide an estimate of the bias-corrected slope that would have been obtained had the bias been absent. The original and bias-corrected estimates are shown in Figs. 4 and 5, and the best-fitting parameters for each relation are given in Table 2. Note that the slopes of the $Y_{X,500}$ and T_X relations are derived quantities fixed by the other scalings we have chosen.

As seen in Table 2 and in Fig. 5, the importance of the Malmquist correction depends on the relation under consideration. In the case of $Y_{X,500}$ and M_{500} it is negligible, due to the very small scatter seen in these relations. For the other relations, however, the Malmquist corrections can be comparable to the quoted observational uncertainties, indicating that despite the dynamic range of the *Planck* sample, there are biases introduced by the selection cut. The bias-corrected slopes in Table 2 are thus our best current estimates of the true underlying slopes. One should also bear in mind that the bias correction itself carries uncertainty, which we have not been able to estimate, and this increases the uncertainty on the underlying slope.

Note in particular that the bias correction leaves the $Y_{500}-Y_{X,500}$ relation completely consistent with the expected slope of unity, while the relation to M_{500} remains consistent with a slope 5/3.

6. Discussion

6.1. SZ flux vs. X-ray prediction

Figure 4 shows the fundamental relation probed by the present study, that between the measured quantities $Y_{X,500}$ and Y_{500} . We recall that the link between these two quantities is sensitive to the structure in temperature and density. Note that X-ray information is used to determine the radius of integration for the SZ signal (i.e., R_{500}) and its overall shape (i.e., the underlying universal pressure profile). However, as we have shown above in Sect. 4.2.2, the amplitude of the SZ signal is relatively insensitive to the assumed pressure profile shape, so that the use of X-ray priors reduces to a choice of integration aperture. Thus we regard the X-ray and SZ quantities as quasi-independent.

In the left-hand panel of Fig. 4 the relation is plotted in units of arcmin², and shows the excellent agreement between the observed Y_{500} , $Y_{X,500}$ and the X-ray prediction from REXCESS (dashed line). Indeed, fitting the relation with the slope fixed to unity yields a normalisation $Y_{500}/Y_{X,500} = 0.95 \pm 0.03$, perfectly consistent with the value 0.924 ± 0.004 found for the REXCESS sample (Arnaud et al. 2010), and less than unity as expected for radially-decreasing temperature profiles (e.g., Pratt et al. 2007). Furthermore, the relation is quite tight (see below), and there is no indication that cool core systems differ systematically from the other systems.

The right-hand panel of Fig. 4 shows the relation between $Y_{X,500}$ and the spherically-integrated Compton parameter $D_A^2 Y_{500}$. Note in particular that the slope of the bias-corrected relation is completely consistent with unity, and that the intrinsic scatter (calculated as described above in Eqs. (2) and (3)) is exceptionally small, $\sigma_{\log,i} = 0.09 \pm 0.01$. A comparison with recent results obtained by SPT shows a slight difference in normalisation, although it is not significant given the larger uncertainties in the latter measurement (Andersson et al. 2011).

6.2. Scaling relations

In this Section we investigate other relations between $D_A^2 Y_{500}$ and X-ray quantities. Note that since M_{500} is derived from $Y_{X,500}$, its dependence on $D_A^2 Y_{500}$ is directly linked to the $D_A^2 Y_{500}-Y_{X,500}$ relation with the exception of differing $E(z)$ dependencies. Moreover, $M_{g,500}$ and T_X are not independent; they are related via Eq. (1). It is still useful to investigate these relations, though, both for completeness and for comparison to recent results from ground-based studies.

Relations between $D_A^2 Y_{500}$ and gas mass $M_{g,500}$ and the X-ray temperature T_X are shown in the upper panels of Fig. 5. The bias-corrected relations yield slopes that are consistent with self-similar (5/3 and 5/2, respectively) to high accuracy. Scatter about the $D_A^2 Y_{500}-M_{g,500}$ relation is small, at

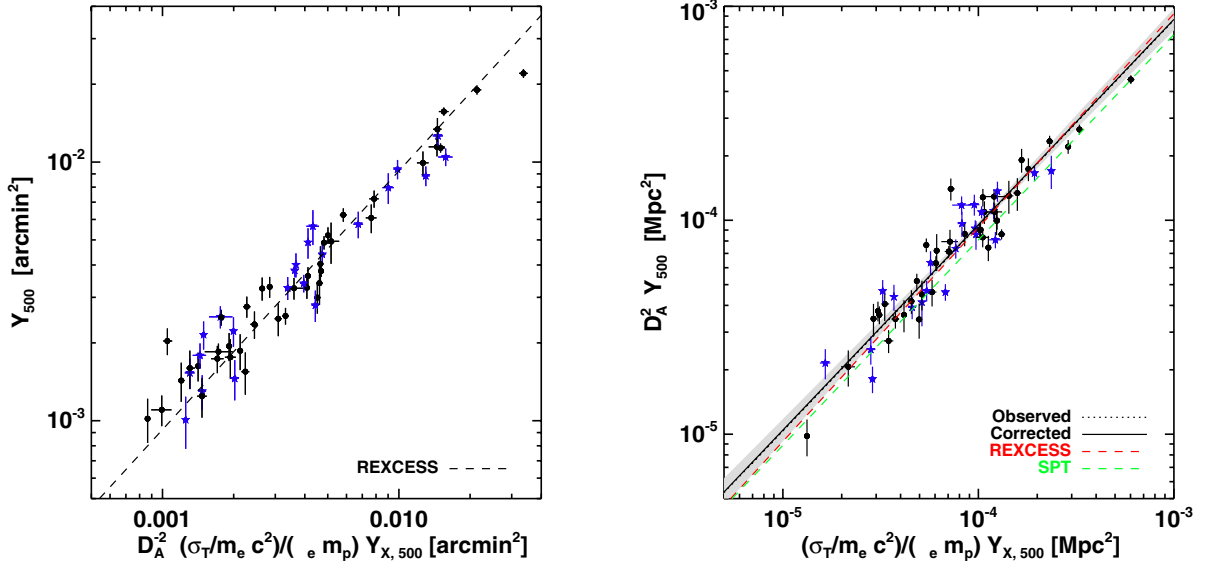


Fig. 4. SZ flux vs. X-ray prediction. Blue stars indicate cool core systems. *Left panel:* relation plotted in units of arcmin². The dashed line is the prediction from REXCESS X-ray observations (Arnaud et al. 2010). *Right panel:* relation plotted in units of Mpc². The SPT results are taken from Andersson et al. (2011).

$\sigma_{\log,i} = 0.08 \pm 0.01$, while that about the $D_A^2 Y_{500}-T_X$ relation is among the largest of the relations, at $\sigma_{\log,i} = 0.14 \pm 0.02$. Once again, cool core systems are fully consistent with the other clusters, and there is no particular evidence that cool core systems show less scatter than the sample as a whole.

The bottom left-hand panel of Fig. 5 shows the relation between $D_A^2 Y_{500}$ and mass. Here again, the slope of the bias-corrected relation is fully consistent with self-similar (5/3). The scatter is small ($\sigma_{\log,i} = 0.10 \pm 0.01$), although it is a lower limit since the scatter between $Y_{X,500}$ and total mass is not taken into account in deriving M_{500} (it is in fact the same as that about the $D_A^2 Y_{500}-Y_{X,500}$ relation except for the different $E(z)$ scaling). Both slope and normalisation are in excellent agreement with X-ray predictions from REXCESS, as expected from the good agreement in the $D_A^2 Y_{500}-Y_{X,500}$ relation. The slight offset in normalisation of the relation found by SPT (Andersson et al. 2011) can be explained by the different calibration of the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation used in their study; it is not a significant offset given their larger normalisation uncertainties.

The ease of detecting clusters through their X-ray emission makes the X-ray luminosity an important quantity, and its calibration with the SZ signal is imperative for maximising the synergy between the *Planck* all-sky survey and previous all-sky X-ray surveys such as the RASS and the upcoming *eROSITA* survey. The slope of the $D_A^2 Y_{500}-L_{X,500}$ relation for the present sample, 1.12 ± 0.08 , is in excellent agreement with the slope predicted from X-ray observations alone (1.07 ± 0.08 , Arnaud et al. 2010 from REXCESS), and the normalisation is also consistent within the uncertainties. The slight offset in the best fitting normalisation for the present sample relative to the REXCESS prediction can be attributed to the relative lack of strong cooling core clusters in the present sample compared to REXCESS (see Fig. 2). The scatter, $\sigma_{\log,i} = 0.14 \pm 0.02$, is largest about this relation due to the influence of cool cores, which are segregated from the other systems and all lie to the high-luminosity side. Indeed, as Fig. 5 shows and Table 2 quantifies, while the vast majority of the dispersion about the $D_A^2 Y_{500}-L_{X,500}$ relation is

due to cool cores, these systems do not contribute significantly to the dispersion about the $D_A^2 Y_{500}-Y_{X,500}$ relation. Thus while the X-ray luminosity is very sensitive to the presence of cool cores, $D_A^2 Y_{500}$ appears to be less so.

The slope of our best fitting $D_A^2 Y_{500}-L_{X,500}$ relation is also fully consistent within 1σ with that derived by Planck Collaboration (2011f), which is based on a bin-averaging analysis at the position of known X-ray clusters in the MCXC (Piffaretti et al. 2011). As X-ray selection is more sensitive to the presence of cool cores (due to the density squared dependence of the X-ray luminosity), one might expect the Planck Collaboration (2011f) best-fitting $D_A^2 Y_{500}-L_{X,500}$ relation to be shifted to slightly higher luminosities (i.e., a slightly lower normalisation), as is seen. However, since the MCXC selection function is both complex and unknown, it is impossible to correct their relation for Malmquist bias effects. Thus some part of the normalisation difference between the two studies arises from correction for selection effects. However the good agreement between our results and those from Planck Collaboration (2011f)’s bin-averaged analysis argues that sample selection does not have a strong effect on the scaling relations derived from the latter analysis.

Finally, the results we have derived show that X-ray and SZ measurements give a fully coherent view of cluster structure out to moderately large scales. In particular, they indicate that effects of clumping in the X-ray gas are not significant, at least in the mass and radial range we have probed in the present study. Furthermore, the excellent agreement between the observed $D_A^2 Y_{500}-Y_{X,500}$ relation and the X-ray predictions argue that the SZ and X-ray calibrations we have used are fundamentally sound.

7. Conclusions

We have presented SZ and X-ray data from a sample of 62 local ($z < 0.5$) galaxy clusters detected at high S/N in the *Planck* survey and observed by *XMM-Newton*. The objects range over

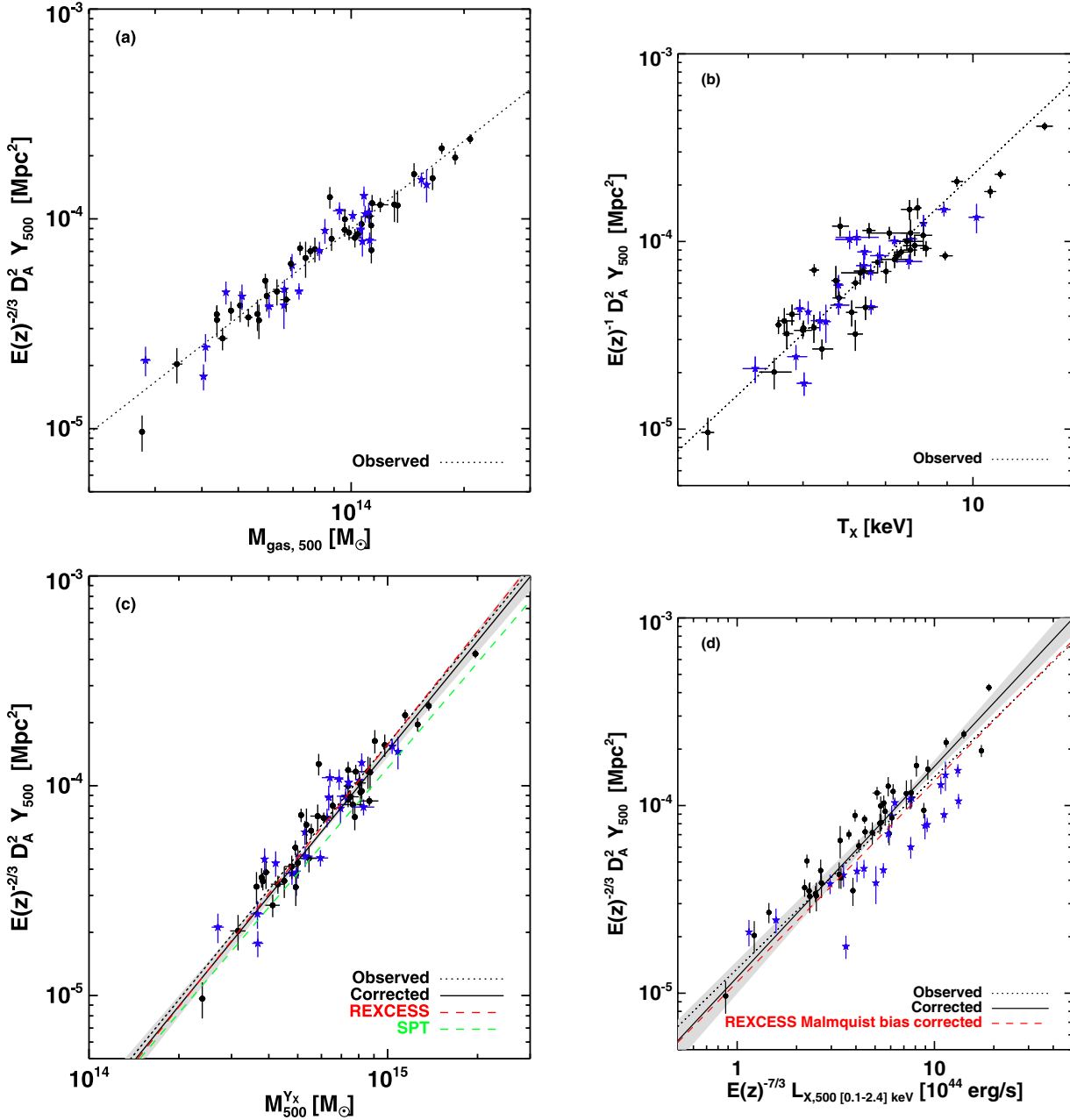


Fig. 5. Scaling relations for the 62 clusters in the *Planck*-XMM-Newton archive sample; fits are given in Table 2. Cool core systems are plotted as blue stars, other systems as black dots. In the *upper panels*, the dotted line denotes the observed scaling relation fit. In the *lower panels*, the dotted line denotes the observed scaling relation fit, while the solid line shows the fit once the effects of selection bias are taken into account. The grey shaded area indicates the 1σ uncertainty. The SPT results are taken from Andersson et al. (2011).

approximately a decade in mass ($M_{500} \sim 2\text{--}20 \times 10^{14} M_{\odot}$), and, while the sample is neither representative nor complete, it constitutes the largest, highest-quality SZ-X-ray data set currently available. This study has been undertaken in the framework of a series of papers on cluster astrophysics based on the first *Planck* all-sky data set (Planck Collaboration 2011d,e,f,h).

SZ and X-ray quantities have been extracted within R_{500} and we have presented a detailed study of the resulting SZ scaling relations. Moreover, we have investigated how selection effects influence the results of the scaling relation fits. Their influence is subtle, but the slopes and normalisations of the scaling

relations are generally in good agreement with X-ray predictions and other results after accounting for the selection effects. For the fundamental $D_A^2 Y_{500}\text{--}Y_{X,500}$ relation, we measure a remarkably small logarithmic intrinsic scatter of only (10 ± 1) per cent, consistent with the idea that both quantities are low-scatter mass proxies.

The results are fully consistent with the predictions from X-ray observations (Arnaud et al. 2010) and with recent measurements from a smaller sample spanning a wider redshift range observed with SPT (Andersson et al. 2011). The results are also in excellent agreement with the statistical analysis undertaken

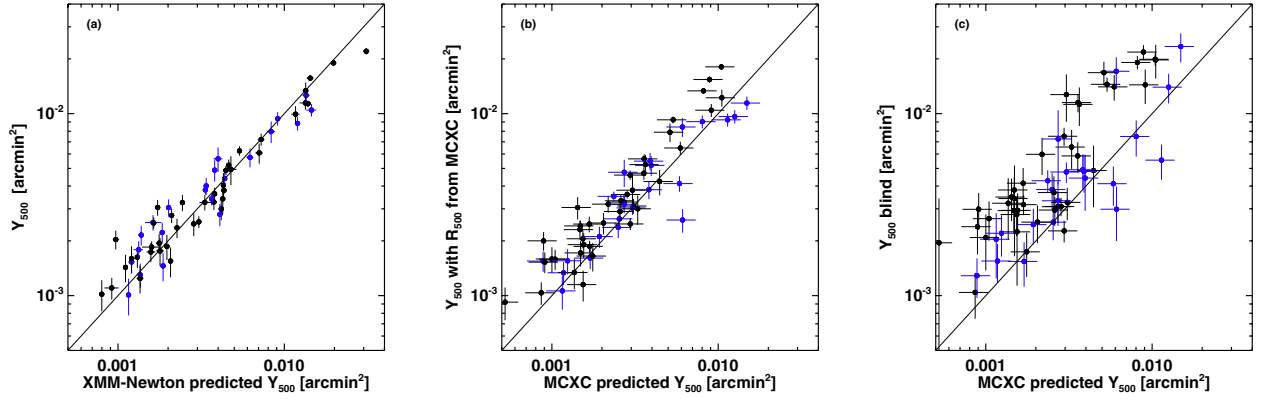


Fig. 6. Comparison of the *Planck* measured SZ flux, Y_{500} and the predictions from X-ray measurements, $(\sigma_T/m_e c^2)/(\mu_e m_p) D_A^{-2} Y_{X,500}$. Cool core systems are marked as blue stars, other systems as black dots. (Left) $Y_{X,500}$ from *XMM-Newton* (see top-left panel of Fig. 5), and Y_{500} computed at the position and θ_{500} derived from *XMM-Newton* measurements. (Middle) $Y_{X,500}$ and Y_{500} respectively from $L_{X,500}$, and position and θ_{500} as given in the MCXC (Piffaretti et al. 2011). (Right) $Y_{X,500}$ from $L_{X,500}$ as given in the MCXC, while Y_{500} are blind *Planck* measurements.

at the positions of known X-ray clusters (Planck Collaboration 2011f). This excellent agreement between observed SZ quantities and X-ray-based predictions underlines the robustness and consistency of our overall view of ICM properties. It is difficult to reconcile with the claim, based on a recent WMAP 7-year analysis, that X-ray data over-predict the SZ signal (Komatsu et al. 2011).

The results presented here, derived from only 62 systems, provide a maximally-robust local reference for evolution studies or for the use of SZ clusters for cosmology. Overall, the agreement between the present results, ground-based results and X-ray predictions augurs well for our understanding of cluster astrophysics and for the use of clusters for cosmology. Future work will make use of the individual pressure profile shape as derived from X-rays to further improve the SZ flux extraction. Comparison of X-ray and SZ pressure profiles will also be undertaken, as will comparison of measurements with independent mass estimation methods. We will also extend our analysis to the full *Planck* catalogue, observing higher-redshift systems, to constrain evolution, and lower-mass objects, to better probe cluster astrophysics.

Acknowledgements. The Planck Collaboration acknowledges the support of: ESA; CNES and CNRS/INSU-IN2P3-INP (France); ASI, CNR, and INAF (Italy); NASA and DoE (USA); STFC and UKSA (UK); CSIC, MICINN and JA (Spain); Tekes, AoF and CSC (Finland); DLR and MPG (Germany); CSA (Canada); DTU Space (Denmark); SER/SSO (Switzerland); RCN (Norway); SFI (Ireland); FCT/MCTES (Portugal); and DEISA (EU). The present work is partly based on observations obtained with *XMM-Newton*, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and the USA (NASA). This research has made use of the following databases: SIMBAD, operated at CDS, Strasbourg, France; the NED database, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration; BAX, which is operated by the Laboratoire d'Astrophysique de Tarbes-Toulouse (LATT), under contract with the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). A description of the Planck Collaboration and a list of its members, including the technical or scientific activities in which they have been involved, can be found at <http://www.rssd.esa.int/Planck>.

Appendix A: Optimised SZ extraction and comparison with X-ray predictions

As discussed in the main text, with the present cluster sample we have optimised the SZ photometry by using the higher-quality

estimate of the X-ray size θ_{500} , derived from R_{500} measured using the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation as detailed in Sect. 3.3.

In Fig. 6 we examine the change in Y_{500} when derived using different characteristic sizes θ_{500} to extract the SZ signal. We also compare the SZ signal predicted using X-ray observations (from the $Y_{500}/Y_{X,500}$ relation of Arnaud et al. 2010) to the observed SZ signal. In all cases, the ICM pressure is assumed to follow the baseline universal profile of Arnaud et al. (2010). As extensively described in Planck Collaboration (2011d), the SZ flux Y_{500} is computed by integrating along the line-of-sight and normalising the universal pressure profile. Each profile is truncated at $5 \times R_{500}$, effectively giving a measure of the flux within a cylinder of aperture radius $5 \times R_{500}$, and then converted to the value in a sphere of radius R_{500} for direct comparison with the X-ray prediction.

The left hand panel (a) of Fig. 6 shows the relation between Y_{500} and that predicted from *XMM-Newton* observations as used in the present paper, illustrating the tight agreement between the two quantities. We recall that here, the R_{500} within which the SZ signal is extracted is derived from the measured $Y_{X,500}$ using the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation given in Eq. (1).

The middle panel (b) of Fig. 6 assumes that only the X-ray position and luminosity of the cluster are known. In this case the mass is derived from the $M_{500}-L_{X,500}$ relation as described in the MCXC of Piffaretti et al. (2011), thus yielding the characteristic size used to extract the SZ signal, θ_{500} . This mass is also used to predict $Y_{X,500}$ via the $M_{500}-Y_{X,500}$ relation in Eq. (1). Consistently, the expected SZ signal is extracted from a region of size θ_{500} centred on the X-ray position given in MCXC (as in Planck Collaboration 2011f).

In the right hand panel (c) of Fig. 6 the position and size of the cluster are unknown, thus Y_{500} is derived blindly together with the SZ flux. However, the predicted SZ flux is derived as above in panel (b). The agreement between measured and predicted values clearly degrades dramatically from panels (a) to (c). Comparing panels (b) and (a), there is a systematic shift to lower predicted $Y_{X,500}$ values, with a segregation now appearing between cool cores and the other systems. This can be explained by the fact that using the luminosity as a simple mass proxy leads to an underestimate of the mass for morphologically disturbed systems in view of their position with respect to the mean $L_{X,500}-M_{500}$ relation (Pratt et al. 2009). The inverse effect

is seen for the cool cores. In addition, there is a smaller impact on the measured Y_{500} via the effect of the assumed θ_{500} . However the effect is smaller: the average ratio of *XMM-Newton* and MCXC characteristic sizes $\theta_{500,MCXC}/\theta_{500,XMM}$ is 0.95 ± 0.06 , corresponding to a change in area of ~ 10 per cent, which translates into a similar variation in SZ flux. This shows that the X-ray luminosity in the MCXC is a sufficiently good mass proxy for a reliable size estimate.

Finally, panel (c) of Fig. 6 illustrates the size-flux degeneracy in blind *Planck* measurements. When Y_{500} is measured blindly, the size is on average overestimated (see also [Planck Collaboration 2011d](#)), and so the disagreement with predictions is even more apparent.

We see that as a result of the size-flux degeneracy, an accurate estimate of the characteristic size is mandatory in order to derive an accurate measure of Y_{500} . A similar conclusion was reached in [Planck Collaboration \(2011d\)](#), see their Fig. 11), where the effect was demonstrated using the full sample of 158 clusters known in X-rays (i.e., those included in the MCXC). These authors found that, in addition to a reduction in intrinsic scatter (from 43 to 34 per cent), knowledge of the cluster size dramatically reduced the offset of the measured Y_{500} to that predicted from X-rays (from 84 to 14 per cent – compare panels (c) and (b) of Fig. 6 above).

However as noted in [Planck Collaboration \(2011d\)](#), there is still a small but systematic discrepancy. This is mostly due to the use of $L_{X,500}$, a quantity which shows considerable scatter with mass, as a mass proxy. The superior constraints provided by the *XMM-Newton* observations on the cluster size and on $Y_{X,500}$ suppress most of this remaining systematic effect (compare panels (b) and (a)). A smaller contribution is linked to effects due to the nature of the sample selection. This illustrates that a fully coherent approach is needed when undertaking a proper comparison between SZ and X-ray predictions.

References

- Afshordi, N., Lin, Y., Nagai, D., & Sanderson, A. J. R. 2007, *MNRAS*, 378, 293
- Aghanim, N., Hansen, S. H., & Lagache, G. 2005, *A&A*, 439, 901
- Aghanim, N., da Silva, A. C., & Nunes, N. J. 2009, *A&A*, 496, 637
- Akritas, M. G., & Bershadsky, M. A. 1996, *ApJ*, 470, 706
- Andersson, K., Benson, B., Ade, P., et al. 2011, *ApJ*, 738, 48
- Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2005, *A&A*, 441, 893
- Arnaud, M., Pointecouteau, E., & Pratt, G. W. 2007, *A&A*, 474, L37
- Arnaud, M., Pratt, G. W., Piffaretti, R., et al. 2010, *A&A*, 517, A92
- Bersanelli, M., Mandolesi, N., Butler, R. C., et al. 2010, *A&A*, 520, A4
- Bertschinger, E. 1985, *ApJS*, 58, 39
- Bielby, R. M., & Shanks, T. 2007, *MNRAS*, 382, 1196
- Bock, D., Large, M. I., & Sadler, E. M. 1999, *AJ*, 117, 1578
- Böhringer, H., Schuecker, P., Pratt, G. W., et al. 2007, *A&A*, 469, 363
- Bonamente, M., Joy, M., LaRoque, S. J., et al. 2008, *ApJ*, 675, 106
- Bourdin, H., & Mazzotta, P. 2008, *A&A*, 479, 307
- Burns, J. O., Hallman, E. J., Gantner, B., Motl, P. M., & Norman, M. L. 2008, *ApJ*, 675, 1125
- Carlstrom, J. E., Ade, P. A. R., Aird, K. A., et al. 2011, *PASP*, 123, 568
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Croston, J. H., Pratt, G. W., Böhringer, H., et al. 2008, *A&A*, 487, 431
- da Silva, A. C., Kay, S. T., Liddle, A. R., & Thomas, P. A. 2004, *MNRAS*, 348, 1401
- Douspis, M., Aghanim, N., & Langer, M. 2006, *A&A*, 456, 819
- Evrad, A. E., Metzler, C. A., & Navarro, J. F. 1996, *ApJ*, 469, 494
- Fabian, A. C., Crawford, C. S., Edge, A. C., & Mushotzky, R. F. 1994, *MNRAS*, 267, 779
- Jenkins, A., Frenk, C. S., White, S. D. M., et al. 2001, *MNRAS*, 321, 372
- Jones, C., & Forman, W. 1984, *ApJ*, 276, 38
- Kaiser, N. 1986, *MNRAS*, 222, 323
- Komatsu, E., Kitayama, T., Suto, Y., et al. 1999, *ApJ*, 516, L1
- Komatsu, E., Matsuo, H., Kitayama, T., et al. 2001, *PASJ*, 53, 57
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 18
- Kosowsky, A. 2003, *New A Rev.*, 47, 939
- Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A., & Nagai, D. 2006, *ApJ*, 650, 128
- Lamarre, J., Puget, J., Ade, P. A. R., et al. 2010, *A&A*, 520, A9
- Leahy, J. P., Bersanelli, M., D’Arcangelo, O., et al. 2010, *A&A*, 520, A8
- Leccardi, A., & Molendi, S. 2008, *A&A*, 486, 359
- Lieu, R., Mittaz, J. P. D., & Zhang, S. 2006, *ApJ*, 648, 176
- Mandolesi, N., Bersanelli, M., Butler, R. C., et al. 2010, *A&A*, 520, A3
- Mantz, A., Allen, S. W., Ebeling, H., Rapetti, D., & Drlica-Wagner, A. 2010, *MNRAS*, 406, 1773
- Marrone, D. P., Smith, G. P., Richard, J., et al. 2009, *ApJ*, 701, L114
- Maughan, B. J. 2007, *ApJ*, 668, 772
- Melin, J., Bartlett, J. G., & Delabrouille, J. 2006, *A&A*, 459, 341
- Melin, J., Bartlett, J. G., Delabrouille, J., et al. 2011, *A&A*, 525, A139
- Mennella, A., Maino, D., Baccigalupi, C., et al. 2011, *A&A*, 536, A3
- Motl, P. M., Hallman, E. J., Burns, J. O., & Norman, M. L. 2005, *ApJ*, 623, L63
- Nagai, D. 2006, *ApJ*, 650, 538
- Nagai, D., Kravtsov, A. V., & Vikhlinin, A. 2007, *ApJ*, 668, 1
- Piffaretti, R., Arnaud, M., Pratt, G. W., Pointecouteau, E., & Melin, J. 2011, *A&A*, 534, A109
- Planck Collaboration 2011a, *A&A*, 536, A1
- Planck Collaboration 2011b, *A&A*, 536, A2
- Planck Collaboration 2011c, *A&A*, 536, A7
- Planck Collaboration 2011d, *A&A*, 536, A8
- Planck Collaboration 2011e, *A&A*, 536, A9
- Planck Collaboration 2011f, *A&A*, 536, A10
- Planck Collaboration 2011g, *A&A*, 536, A11
- Planck Collaboration 2011h, *A&A*, 536, A12
- Planck Collaboration 2011i, *A&A*, 536, A13
- Planck Collaboration 2011j, *A&A*, 536, A14
- Planck Collaboration 2011k, *A&A*, 536, A15
- Planck Collaboration 2011l, *A&A*, 536, A16
- Planck Collaboration 2011m, *A&A*, 536, A17
- Planck Collaboration 2011n, *A&A*, 536, A18
- Planck Collaboration 2011o, *A&A*, 536, A19
- Planck Collaboration 2011p, *A&A*, 536, A20
- Planck Collaboration 2011q, *A&A*, 536, A21
- Planck Collaboration 2011r, *A&A*, 536, A22
- Planck Collaboration 2011s, *A&A*, 536, A23
- Planck Collaboration 2011t, *A&A*, 536, A24
- Planck Collaboration 2011u, *A&A*, 536, A25
- Planck Collaboration 2011v, The Explanatory Supplement to the Planck Early Release Compact Source Catalogue (ESA)
- Planck Collaboration 2011w, *A&A*, 536, A26
- Planck HFI Core Team 2011a, *A&A*, 536, A4
- Planck HFI Core Team 2011b, *A&A*, 536, A6
- Pointecouteau, E., Giard, M., Benoit, A., et al. 1999, *ApJ*, 519, L115
- Pointecouteau, E., Giard, M., Benoit, A., et al. 2001, *ApJ*, 552, 42
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Piffaretti, R., et al. 2010, *A&A*, 511, A85
- Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., et al. 2007, *A&A*, 461, 71
- Pratt, G. W., Croston, J. H., Arnaud, M., & Böhringer, H. 2009, *A&A*, 498, 361
- Rosset, C., Tristram, M., Ponthieu, N., et al. 2010, *A&A*, 520, A13
- Sehgal, N., Trac, H., Acquaviva, V., et al. 2011, *ApJ*, 732, 44
- Staniszewski, Z., Ade, P. A. R., Aird, K. A., et al. 2009, *ApJ*, 701, 32
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
- Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J., et al. 2010, *A&A*, 520, A1
- Vanderlinde, K., Crawford, T. M., de Haan, T., et al. 2010, *ApJ*, 722, 1180
- Vikhlinin, A., Burenin, R. A., Ebeling, H., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1033
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, *ApJ*, 640, 691
- Voit, G. M. 2005, *Rev. Mod. Phys.*, 77, 207
- White, M., Hernquist, L., & Springel, V. 2002, *ApJ*, 579, 16
- Wik, D. R., Sarazin, C. L., Ricker, P. M., & Randall, S. W. 2008, *ApJ*, 680, 17
- Zacchei, A., Maino, D., Baccigalupi, C., et al. 2011, *A&A*, 536, A5

¹ Aalto University Metsähovi Radio Observatory, Metsähovintie 114, 02540 Kylmälä, Finland

² Agenzia Spaziale Italiana Science Data Center, c/o ESRIN, via Galileo Galilei, Frascati, Italy

³ Astroparticule et Cosmologie, CNRS (UMR7164), Université Denis Diderot Paris 7, Bâtiment Condorcet, 10 rue A. Domon et Léonie Duquet, Paris, France

⁴ Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, University of Cambridge, J J Thomson Avenue, Cambridge CB3 0HE, UK

⁵ Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, ALMA Santiago Central Offices, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 763 0355, Santiago, Chile

⁶ CITA, University of Toronto, 60 St. George St., Toronto, ON M5S 3H8, Canada

- ⁷ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France
- ⁸ California Institute of Technology, Pasadena, California, USA
- ⁹ Centre of Mathematics for Applications, University of Oslo, Blindern, Oslo, Norway
- ¹⁰ Centro de Astrofísica, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
- ¹¹ DAMTP, University of Cambridge, Centre for Mathematical Sciences, Wilberforce Road, Cambridge CB3 0WA, UK
- ¹² DSM/Irfu/SPP, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
- ¹³ DTU Space, National Space Institute, Juliane Mariesvej 30, Copenhagen, Denmark
- ¹⁴ Departamento de Física, Universidad de Oviedo, Avda. Calvo Sotelo s/n, Oviedo, Spain
- ¹⁵ Department of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto, 50 Saint George Street, Toronto, Ontario, Canada
- ¹⁶ Department of Physics & Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, British Columbia, Canada
- ¹⁷ Department of Physics and Astronomy, University of Southern California, Los Angeles, California, USA
- ¹⁸ Department of Physics and Astronomy, University of Sussex, Brighton BN1 9QH, UK
- ¹⁹ Department of Physics, Gustaf Hållströmin katu 2a, University of Helsinki, Helsinki, Finland
- ²⁰ Department of Physics, Princeton University, Princeton, New Jersey, USA
- ²¹ Department of Physics, Purdue University, 525 Northwestern Avenue, West Lafayette, Indiana, USA
- ²² Department of Physics, University of California, Berkeley, California, USA
- ²³ Department of Physics, University of California, One Shields Avenue, Davis, California, USA
- ²⁴ Department of Physics, University of California, Santa Barbara, California, USA
- ²⁵ Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1110 West Green Street, Urbana, Illinois, USA
- ²⁶ Dipartimento di Fisica G. Galilei, Università degli Studi di Padova, via Marzolo 8, 35131 Padova, Italy
- ²⁷ Dipartimento di Fisica, Università La Sapienza, P. le A. Moro 2, Roma, Italy
- ²⁸ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano, via Celoria, 16, Milano, Italy
- ²⁹ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Trieste, via A. Valerio 2, Trieste, Italy
- ³⁰ Dipartimento di Fisica, Università di Ferrara, via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy
- ³¹ Dipartimento di Fisica, Università di Roma Tor Vergata, via della Ricerca Scientifica, 1, Roma, Italy
- ³² Discovery Center, Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, Copenhagen, Denmark
- ³³ Dpto. Astrofísica, Universidad de La Laguna (ULL), 38206 La Laguna, Tenerife, Spain
- ³⁴ European Southern Observatory, ESO Vitacura, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile
- ³⁵ European Space Agency, ESAC, Planck Science Office, Camino bajo del Castillo, s/n, Urbanización Villafranca del Castillo, Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain
- ³⁶ European Space Agency, ESTEC, Keplerlaan 1, 2201 AZ Noordwijk, The Netherlands
- ³⁷ Helsinki Institute of Physics, Gustaf Hållströmin katu 2, University of Helsinki, Helsinki, Finland
- ³⁸ INAF – Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, Padova, Italy
- ³⁹ INAF – Osservatorio Astronomico di Roma, via di Frascati 33, Monte Porzio Catone, Italy
- ⁴⁰ INAF – Osservatorio Astronomico di Trieste, via G.B. Tiepolo 11, Trieste, Italy
- ⁴¹ INAF/IASF Bologna, via Gobetti 101, Bologna, Italy
- ⁴² INAF/IASF Milano, via E. Bassini 15, Milano, Italy
- ⁴³ INRIA, Laboratoire de Recherche en Informatique, Université Paris-Sud 11, Bâtiment 490, 91405 Orsay Cedex, France
- ⁴⁴ IPAG: Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, Université Joseph Fourier, Grenoble 1 / CNRS-INSU, UMR 5274, Grenoble, 38041, France
- ⁴⁵ Imperial College London, Astrophysics group, Blackett Laboratory, Prince Consort Road, London, SW7 2AZ, UK
- ⁴⁶ Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA
- ⁴⁷ Institut Néel, CNRS, Université Joseph Fourier Grenoble I, 25 rue des Martyrs, Grenoble, France
- ⁴⁸ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS (UMR8617) Université Paris-Sud 11, Bâtiment 121, Orsay, France
- ⁴⁹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS UMR7095, Université Pierre & Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, Paris, France
- ⁵⁰ Institute of Astronomy and Astrophysics, Academia Sinica, Taipei, Taiwan
- ⁵¹ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK
- ⁵² Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, Blindern, Oslo, Norway
- ⁵³ Instituto de Astrofísica de Canarias, C/Vía Láctea s/n, La Laguna, Tenerife, Spain
- ⁵⁴ Instituto de Física de Cantabria (CSIC-Universidad de Cantabria), Avda. de los Castros s/n, Santander, Spain
- ⁵⁵ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California, USA
- ⁵⁶ Jodrell Bank Centre for Astrophysics, Alan Turing Building, School of Physics and Astronomy, The University of Manchester, Oxford Road, Manchester, M13 9PL, UK
- ⁵⁷ Kavli Institute for Cosmology Cambridge, Madingley Road, Cambridge, CB3 0HA, UK
- ⁵⁸ LERMA, CNRS, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, Paris, France
- ⁵⁹ Laboratoire AIM, Irfu/Service d'Astrophysique - CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, Bât. 709, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
- ⁶⁰ Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, CNRS (UMR 5141) and Télécom ParisTech, 46 rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13, France
- ⁶¹ Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, CNRS/IN2P3, Université Joseph Fourier Grenoble I, Institut National Polytechnique de Grenoble, 53 rue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France
- ⁶² Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université Paris-Sud 11, CNRS/IN2P3, Orsay, France
- ⁶³ Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA
- ⁶⁴ Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85741 Garching, Germany
- ⁶⁵ Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Giessenbachstraße, 85748 Garching, Germany
- ⁶⁶ MilliLab, VTT Technical Research Centre of Finland, Tietotie 3, Espoo, Finland
- ⁶⁷ National University of Ireland, Department of Experimental Physics, Maynooth, Co. Kildare, Ireland
- ⁶⁸ Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, Copenhagen, Denmark
- ⁶⁹ Observational Cosmology, Mail Stop 367-17, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA
- ⁷⁰ Optical Science Laboratory, University College London, Gower Street, London, UK
- ⁷¹ SISSA, Astrophysics Sector, via Bonomea 265, 34136 Trieste, Italy
- ⁷² SUPA, Institute for Astronomy, University of Edinburgh, Royal Observatory, Blackford Hill, Edinburgh EH9 3HJ, UK
- ⁷³ School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Queens Buildings, The Parade, Cardiff, CF24 3AA, UK

- ⁷⁴ Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Profsoyuznaya Str, 84/32, Moscow 117997, Russia
- ⁷⁵ Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California, USA
- ⁷⁶ Stanford University, Dept of Physics, Varian Physics Bldg, 382 via Pueblo Mall, Stanford, California, USA
- ⁷⁷ Universität Heidelberg, Institut für Theoretische Astrophysik, Albert-Überle-Str. 2, 69120 Heidelberg, Germany
- ⁷⁸ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, 31028 Toulouse Cedex 4, France
- ⁷⁹ University of Granada, Departamento de Física Teórica y del Cosmos, Facultad de Ciencias, Granada, Spain
- ⁸⁰ University of Miami, Knight Physics Building, 1320 Campo Sano Dr., Coral Gables, Florida, USA
- ⁸¹ Warsaw University Observatory, Aleje Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland

Bibliographie

- Aarseth, S. J. 1963, MNRAS, 126, 223 [50](#)
- Abadi, M. G., Moore, B., & Bower, R. G. 1999, MNRAS, 308, 947 [26](#)
- Abell, G. O. 1958, ApJS, 3, 211 [26](#)
- Abell, G. O., Corwin, Jr., H. G., & Olowin, R. P. 1989, ApJS, 70, 1 [26](#)
- Aghanim, N., da Silva, A. C., & Nunes, N. J. 2009, A&A, 496, 637 [61](#), [64](#)
- Aghanim, N., Hansen, S. H., & Lagache, G. 2005, A&A, 439, 901 [116](#)
- Akritas, M. G. & Bershad, M. A. 1996, ApJ, 470, 706 [90](#)
- Allen, S. W., Schmidt, R. W., Ebeling, H., Fabian, A. C., & van Speybroeck, L. 2004, MNRAS, 353, 457 [14](#)
- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473 [40](#)
- Appel, A. 1985, SIAM J. Sci. Stat. Comput., 6, 85 [51](#)
- Arnaud, M. 2005, in Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology, ed. F. Melchiorri & Y. Rephaeli, 77–+ [21](#), [109](#)
- Arnaud, M., Pratt, G. W., Piffaretti, R., et al. 2010, A&A, 517, A92 [22](#), [34](#)
- Arnold, T. J., Martini, P., Mulchaey, J. S., Berti, A., & Jeltama, T. E. 2009, ApJ, 707, 1691 [42](#), [97](#), [98](#)
- Bagchi, J., Durret, F., Neto, G. B. L., & Paul, S. 2006, Science, 314, 791 [47](#)
- Bahcall, N. A. & Fan, X. 1998, ApJ, 504, 1 [21](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Baldi, A., Ettori, S., Mazzotta, P., Tozzi, P., & Borgani, S. 2007, *ApJ*, 666, 835 [32](#)
- Baldi, A., Ettori, S., Molendi, S., et al. 2011, *ArXiv e-prints* [81](#)
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5 [96](#)
- Barnes, J. & Hut, P. 1986, *Nature*, 324, 446 [51](#)
- Bartelmann, M. & Schneider, P. 2001, *Phys. Rep.*, 340, 291 [21](#)
- Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Rees, M. J. 1984, *Reviews of Modern Physics*, 56, 255 [40](#)
- Bennett, C. L., Bay, M., Halpern, M., et al. 2003a, *ApJ*, 583, 1 [18](#)
- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003b, *ApJS*, 148, 1 [18](#)
- Bertschinger, E. 1985, *ApJS*, 58, 39 [23](#)
- Best, P. N. 2004, *MNRAS*, 351, 70 [97](#)
- Best, P. N. & Heckman, T. M. 2012, *ArXiv e-prints* [104](#)
- Best, P. N., Kauffmann, G., Heckman, T. M., & Ivezić, Ž. 2005, *MNRAS*, 362, 9 [96](#)
- Best, P. N., von der Linden, A., Kauffmann, G., Heckman, T. M., & Kaiser, C. R. 2007, *MNRAS*, 379, 894 [26](#), [42](#), [96](#), [97](#), [99](#), [104](#)
- Binney, J., May, A., & Ostriker, J. P. 1987, *MNRAS*, 226, 149 [30](#)
- Birkinshaw, M. 1999, *Phys. Rep.*, 310, 97 [116](#)
- Bîrzan, L., Rafferty, D. A., McNamara, B. R., Wise, M. W., & Nulsen, P. E. J. 2004, *ApJ*, 607, 800 [40](#), [41](#), [106](#)
- Blake, C., Kazin, E. A., Beutler, F., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 1707 [20](#)
- Blake, C. & Wall, J. 2002, *MNRAS*, 337, 993 [94](#)
- Blanchard, A. & Bartlett, J. G. 1998, *A&A*, 332, L49 [21](#)
- Blasi, P. & Colafrancesco, S. 1999, *Astroparticle Physics*, 12, 169 [43](#)
- Boehringer, H., Dolag, K., & Chon, G. 2011, *ArXiv e-prints* [24](#)
- Boehringer, H., Voges, W., Fabian, A. C., Edge, A. C., & Neumann, D. M. 1993, *MNRAS*, 264, L25 [41](#)

- Böhringer, H., Pratt, G. W., Arnaud, M., et al. 2010, *A&A*, 514, A32 [68](#)
- Böhringer, H., Schuecker, P., Pratt, G. W., et al. 2007, *A&A*, 469, 363 [75](#)
- Bolton, A. S., Burles, S., Koopmans, L. V. E., Treu, T., & Moustakas, L. A. 2006, *ApJ*, 638, 703 [32](#)
- Bonafede, A., Giovannini, G., Feretti, L., Govoni, F., & Murgia, M. 2009, *A&A*, 494, 429 [46](#), [47](#)
- Borgani, S., Diaferio, A., Dolag, K., & Schindler, S. 2008a, *Space Sci. Rev.*, 134, 269 [32](#)
- Borgani, S., Fabjan, D., Tornatore, L., et al. 2008b, *Space Sci. Rev.*, 134, 379 [34](#), [53](#), [81](#)
- Borgani, S., Murante, G., Springel, V., et al. 2004, *MNRAS*, 348, 1078 [52](#)
- Boylan-Kolchin, M., Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., & Lemson, G. 2009, *MNRAS*, 398, 1150 [25](#)
- Brainerd, T. G., Blandford, R. D., & Smail, I. 1996, *ApJ*, 466, 623 [32](#)
- Branduardi-Raymont, G., Fabricant, D., Feigelson, E., et al. 1981, *ApJ*, 248, 55 [41](#)
- Brough, S., Couch, W. J., Collins, C. A., et al. 2008, *MNRAS*, 385, L103 [101](#)
- Brunetti, G., Blasi, P., Cassano, R., & Gabici, S. 2004, *MNRAS*, 350, 1174 [43](#)
- Brunetti, G., Cassano, R., Dolag, K., & Setti, G. 2009, *A&A*, 507, 661 [43](#), [44](#), [45](#), [109](#)
- Brunetti, G., Setti, G., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001, *MNRAS*, 320, 365 [43](#)
- Bryan, G. L. & Norman, M. L. 1998, *ApJ*, 495, 80 [24](#)
- Cassano, R. & Brunetti, G. 2005, *MNRAS*, 357, 1313 [43](#)
- Cassano, R., Brunetti, G., Venturi, T., et al. 2008, *A&A*, 480, 687 [44](#)
- Cavagnolo, K. W., Donahue, M., Voit, G. M., & Sun, M. 2009, *ApJS*, 182, 12 [33](#)
- Cavagnolo, K. W., McNamara, B. R., Nulsen, P. E. J., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1066 [41](#), [106](#)
- Chang, T.-C., Pen, U.-L., Peterson, J. B., & McDonald, P. 2008, *Physical Review Letters*, 100, 091303 [20](#)
- Chelouche, D., Koester, B. P., & Bowen, D. V. 2007, *ApJ*, 671, L97 [56](#), [82](#)
- Chevallier, M. & Polarski, D. 2001, *International Journal of Modern Physics D*, 10, 213 [8](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Clarke, T. E. & Ensslin, T. A. 2006, *AJ*, 131, 2900 [47](#)
- Cole, S., Percival, W. J., Peacock, J. A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 505 [20](#)
- Colina, L. & Bohlin, R. 1997, *AJ*, 113, 1138 [101](#)
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575 [40](#), [95](#)
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693 [88](#), [94](#), [109](#)
- Cora, S. A., Tornatore, L., Tozzi, P., & Dolag, K. 2008, *MNRAS*, 386, 96 [81](#)
- Couchman, H. M. P., Thomas, P. A., & Pearce, F. R. 1995, *ApJ*, 452, 797 [53](#)
- Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Pettini, M., Hernquist, L., & Katz, N. 1999, *ApJ*, 520, 1 [17](#)
- Croston, J. H., Pratt, G. W., Böhringer, H., et al. 2008, *A&A*, 487, 431 [34](#)
- Cucciati, O., Tresse, L., Ilbert, O., et al. 2012, *A&A*, 539, A31 [82](#)
- da Silva, A. C., Catalano, A., Montier, L., et al. 2009, *MNRAS*, 396, 849 [61](#)
- da Silva, A. C., Kay, S. T., Liddle, A. R., & Thomas, P. A. 2004, *MNRAS*, 348, 1401 [22](#), [59](#), [60](#), [61](#), [64](#)
- Davé, R., Oppenheimer, B. D., & Finlator, K. 2011, *MNRAS*, 415, 11 [82](#)
- De Grandi, S. & Molendi, S. 2002, *ApJ*, 567, 163 [32](#)
- De Young, D. S. 1978, *ApJ*, 223, 47 [34](#)
- De Young, D. S. 1986, *ApJ*, 307, 62 [34](#)
- DeGraf, C., Di Matteo, T., Khandai, N., & Croft, R. 2012, *ArXiv e-prints* [104](#)
- Deiss, B. M., Reich, W., Lesch, H., & Wielebinski, R. 1997, *A&A*, 321, 55 [44](#)
- Dennison, B. 1980, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 12, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 471–+ [43](#)
- Dolag, K. & Enßlin, T. A. 2000, *A&A*, 362, 151 [43](#)
- Dolag, K. & Schindler, S. 2000, *A&A*, 364, 491 [48](#)
- Dotti, M., Montuori, C., Decarli, R., et al. 2009, *MNRAS*, 398, L73 [104](#)
- Douspis, M., Aghanim, N., & Langer, M. 2006, *A&A*, 456, 819 [117](#)

- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. 1979a, *ApJ*, 231, 438 [36](#), [81](#)
- Draine, B. T. & Salpeter, E. E. 1979b, *ApJ*, 231, 77 [36](#), [81](#)
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351 [26](#)
- Dressler, A., Oemler, Jr., A., Couch, W. J., et al. 1997, *ApJ*, 490, 577 [26](#)
- Dwek, E. 1981, *ApJ*, 247, 614 [36](#)
- Dwek, E., Rephaeli, Y., & Mather, J. C. 1990, *ApJ*, 350, 104 [56](#)
- Efron, B. 1979, *The Annals of Statistics*, 7, 1 [90](#)
- Efstathiou, G., Davis, M., White, S. D. M., & Frenk, C. S. 1985, *ApJS*, 57, 241 [51](#)
- Eilek, J. A. 2004, in *The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies*, ed. T. Reiprich, J. Kempner, & N. Soker, 165–+ [40](#)
- Einasto, J. 1965, *Trudy Astrophys. Inst. Alma-Ata*, 5, 87 [30](#)
- Einstein, A. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769 [5](#), [31](#)
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., et al. 2005, *ApJ*, 633, 560 [20](#)
- Eke, V. R., Cole, S., & Frenk, C. S. 1996, *MNRAS*, 282, 263 [25](#)
- Elitzur, M. 2012, *ArXiv e-prints* [41](#)
- Ellis, R. S., Smail, I., Dressler, A., et al. 1997, *ApJ*, 483, 582 [26](#)
- Enßlin, T., Pfrommer, C., Miniati, F., & Subramanian, K. 2011, *A&A*, 527, A99+ [45](#), [116](#)
- Ensslin, T. A., Biermann, P. L., Klein, U., & Kohle, S. 1998, *A&A*, 332, 395 [43](#)
- Enßlin, T. A. & Gopal-Krishna. 2001, *A&A*, 366, 26 [43](#)
- Ettori, S., Gastaldello, F., Leccardi, A., et al. 2010, *A&A*, 524, A68 [34](#)
- Ettori, S., Morandi, A., Tozzi, P., et al. 2009, *A&A*, 501, 61 [21](#)
- Evrard, A. E. 2004, *Clusters of Galaxies : Probes of Cosmological Structure and Galaxy Evolution*, 1 [28](#)
- Evrard, A. E. & Gioia, I. M. 2002, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 272, *Merging Processes in Galaxy Clusters*, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 253–304 [47](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Evrard, A. E. & Henry, J. P. 1991, *ApJ*, 383, 95 [29](#), [33](#)
- Evrard, A. E., Metzler, C. A., & Navarro, J. F. 1996, *ApJ*, 469, 494 [25](#), [52](#)
- Fabian, A. C. 1994, *ARA&A*, 32, 277 [35](#), [106](#)
- Fabian, A. C. 2012, *ArXiv e-prints* [40](#), [106](#)
- Fabian, A. C., Hu, E. M., Cowie, L. L., & Grindlay, J. 1981, *ApJ*, 248, 47 [41](#)
- Fahlman, G., Kaiser, N., Squires, G., & Woods, D. 1994, *ApJ*, 437, 56 [32](#)
- Feretti, L. 2002, in *IAU Symposium*, Vol. 199, *The Universe at Low Radio Frequencies*, ed. A. Pramesh Rao, G. Swarup, & Gopal-Krishna, 133–+ [47](#), [114](#)
- Feretti, L. 2005, *Advances in Space Research*, 36, 729 [47](#)
- Feretti, L., Fusco-Femiano, R., Giovannini, G., & Govoni, F. 2001, *A&A*, 373, 106 [44](#)
- Ferrara, A., Ferrini, F., Barsella, B., & Franco, J. 1991, *ApJ*, 381, 137 [79](#)
- Ferrarese, L. & Merritt, D. 2000, *ApJ*, 539, L9 [102](#)
- Ferrari, C., Govoni, F., Schindler, S., Bykov, A. M., & Rephaeli, Y. 2008, *Space Sci. Rev.*, 134, 93 [43](#)
- Ferrari, C., Intema, H. T., Orrù, E., et al. 2011, *A&A*, 534, L12 [47](#)
- Fillmore, J. A. & Goldreich, P. 1984, *ApJ*, 281, 1 [23](#)
- Finoguenov, A., Arnaud, M., & David, L. P. 2001, *ApJ*, 555, 191 [40](#)
- Fixsen, D. J. 2009, *ApJ*, 707, 916 [19](#)
- Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Cottingham, D. A., et al. 1994, *ApJ*, 420, 445 [19](#)
- Franceschini, A., Vercellone, S., & Fabian, A. C. 1998, *MNRAS*, 297, 817 [106](#)
- Friedmann, A. 1922, *Zeitschrift für Physik*, 10, 377 [6](#)
- Friedmann, A. 1924, *Zeitschrift für Physik*, 21, 326 [6](#)
- Gamow, G. 1946, *Physical Review*, 70, 572 [13](#)
- Gamow, G. 1948, *Nature*, 162, 680 [18](#)
- Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, *ApJ*, 539, L13 [102](#)
- Gerhard, O., Arnaboldi, M., Freeman, K. C., & Okamura, S. 2002, *ApJ*, 580, L121 [35](#)

- Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., et al. 1998, MNRAS, 300, 146 [26](#), [42](#), [99](#)
- Giard, M., Montier, L., Pointecouteau, E., & Simmat, E. 2008, A&A, 490, 547 [56](#), [82](#)
- Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, MNRAS, 181, 375 [52](#)
- Giovanelli, R. & Haynes, M. P. 1985, ApJ, 292, 404 [42](#), [99](#)
- Giovannini, G., Bonafede, A., Feretti, L., et al. 2009, A&A, 507, 1257 [43](#), [44](#)
- Giovannini, G. & Feretti, L. 2002, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters, ed. L. Feretti, I. M. Gioia, & G. Giovannini, 197–227 [47](#)
- Giovannini, G., Tordi, M., & Feretti, L. 1999, New A, 4, 141 [44](#), [108](#), [110](#)
- Gitti, M., Ferrari, C., Domainko, W., Feretti, L., & Schindler, S. 2007, A&A, 470, L25 [47](#)
- Gladders, M. D. & Yee, H. K. C. 2000, AJ, 120, 2148 [26](#)
- Gnedin, N. Y. 1998, MNRAS, 294, 407 [34](#)
- Gnedin, O. Y., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Nagai, D. 2004, ApJ, 616, 16 [56](#), [57](#), [58](#)
- Gobat, R., Daddi, E., Onodera, M., et al. 2011, A&A, 526, A133+ [25](#)
- Gonzalez, A. H., Zabludoff, A. I., & Zaritsky, D. 2005, ApJ, 618, 195 [102](#)
- Govoni, F., Feretti, L., Giovannini, G., et al. 2001, A&A, 376, 803 [47](#)
- Govoni, F., Murgia, M., Feretti, L., et al. 2005, A&A, 430, L5 [44](#)
- Gunn, J. E. & Gott, III, J. R. 1972, ApJ, 176, 1 [23](#), [26](#), [34](#)
- Guth, A. H. 1981, Phys. Rev. D, 23, 347 [12](#)
- Guth, A. H. & Pi, S.-Y. 1982, Physical Review Letters, 49, 1110 [17](#)
- Hansen, S. M., Sheldon, E. S., Wechsler, R. H., & Koester, B. P. 2009, ApJ, 699, 1333 [101](#)
- Häring, N. & Rix, H.-W. 2004, ApJ, 604, L89 [102](#)
- Harrison, E. R. 1970, Phys. Rev. D, 1, 2726 [17](#)
- Hasinger, G., Schartel, N., & Komossa, S. 2002, ApJ, 573, L77 [34](#)
- Heckman, T. M., Smith, E. P., Baum, S. A., et al. 1986, ApJ, 311, 526 [42](#), [99](#)
- Hernquist, L. 1987, ApJS, 64, 715 [51](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Hockney, R. W. & Eastwood, J. W. 1981, *Computer Simulation Using Particles* (New York : McGraw-Hill) [51](#)
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168 [5](#), [9](#), [11](#)
- Huber, P. J. & Ronchetti, E. 2009, *Robust statistics* (John Wiley & Sons) [90](#)
- Hütsi, G. 2006, *A&A*, 449, 891 [20](#)
- Jarrett, T.-H., Chester, T., Cutri, R., et al. 2000a, *AJ*, 120, 298 [92](#)
- Jarrett, T. H., Chester, T., Cutri, R., et al. 2000b, *AJ*, 119, 2498 [89](#), [92](#)
- Jones, A. P. & Nuth, J. A. 2011, *A&A*, 530, A44 [81](#)
- Kaiser, N. 1986, *MNRAS*, 222, 323 [29](#), [61](#)
- Kaiser, N. 1991, *ApJ*, 383, 104 [33](#)
- Kapferer, W., Kronberger, T., Breitschwerdt, D., et al. 2009a, *A&A*, 504, 719 [34](#)
- Kapferer, W., Kronberger, T., Ferrari, C., Riser, T., & Schindler, S. 2008, *MNRAS*, 389, 1405 [35](#)
- Kapferer, W., Schindler, S., Knollmann, S. R., & van Kampen, E. 2010, *A&A*, 516, A41 [35](#)
- Kapferer, W., Sluka, C., Schindler, S., Ferrari, C., & Ziegler, B. 2009b, *A&A*, 499, 87 [35](#)
- Kassim, N. E., Clarke, T. E., Enßlin, T. A., Cohen, A. S., & Neumann, D. M. 2001, *ApJ*, 559, 785 [47](#)
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., & Best, P. N. 2008, *MNRAS*, 384, 953 [96](#)
- Kay, S. T., Pearce, F. R., Jenkins, A., et al. 2000, *MNRAS*, 316, 374 [53](#)
- Kay, S. T., Thomas, P. A., Jenkins, A., & Pearce, F. R. 2004, *MNRAS*, 355, 1091 [52](#)
- Kempner, J. C., Blanton, E. L., Clarke, T. E., et al. 2004, in *The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies*, ed. T. Reiprich, J. Kempner, & N. Soker, 335–[46](#)
- Kempner, J. C. & Sarazin, C. L. 2001, *ApJ*, 548, 639 [47](#)
- Keshet, U. & Loeb, A. 2010, *ApJ*, 722, 737 [45](#)
- Khan, F. M., Just, A., & Merritt, D. 2011, *ApJ*, 732, 89 [104](#)

- Kim, W.-T. & Narayan, R. 2003, *ApJ*, 596, L139 [42](#)
- Knight, P. A. & Ponman, T. J. 1997, *MNRAS*, 289, 955 [39](#)
- Kochanek, C. S., Pahre, M. A., Falco, E. E., et al. 2001, *ApJ*, 560, 566 [92](#)
- Kochanek, C. S., White, M., Huchra, J., et al. 2003, *ApJ*, 585, 161 [92](#)
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 18 [14](#), [17](#), [19](#)
- Kormendy, J. & Richstone, D. 1995, *ARA&A*, 33, 581 [102](#)
- Kosowsky, A. 2003, *New A Rev.*, 47, 939 [18](#)
- Kravtsov, A. V., Nagai, D., & Vikhlinin, A. A. 2005, *ApJ*, 625, 588 [57](#), [58](#)
- Kravtsov, A. V. & Yepes, G. 2000, *MNRAS*, 318, 227 [40](#)
- Krick, J. E., Bridge, C., Desai, V., et al. 2011, *ApJ*, 735, 76 [56](#), [82](#)
- Kronberger, T., Kapferer, W., Ferrari, C., Unterguggenberger, S., & Schindler, S. 2008, *A&A*, 481, 337 [35](#)
- Kunz, M. W., Bogdanovic, T., Reynolds, C. S., & Stone, J. M. 2012, *ArXiv e-prints* [43](#)
- Lacey, C. & Cole, S. 1993, *MNRAS*, 262, 627 [25](#)
- Lacy, M., Laurent-Muehleisen, S. A., Ridgway, S. E., Becker, R. H., & White, R. L. 2001, *ApJ*, 551, L17 [106](#)
- Laganá, T. F., de Souza, R. S., & Keller, G. R. 2010, *A&A*, 510, A76 [48](#)
- Laor, A. 2000, *ApJ*, 543, L111 [106](#)
- Lapi, A. & Cavaliere, A. 2011, *ApJ*, 743, 127 [28](#)
- Large, M. I., Mathewson, D. S., & Haslam, C. G. T. 1959, *Nature*, 183, 1663 [43](#)
- Latter, H. N. & Kunz, M. W. 2012, *ArXiv e-prints* [43](#)
- Ledlow, M. J. & Owen, F. N. 1996, *AJ*, 112, 9 [97](#)
- Lemaître, G. 1927, *Annales de la Societe Scietifique de Bruxelles*, 47, 49 [11](#)
- Liang, H., Hunstead, R. W., Birkinshaw, M., & Andreani, P. 2000, *ApJ*, 544, 686 [44](#)
- Limousin, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2007, *ApJ*, 668, 643 [32](#)
- Lin, Y. & Mohr, J. J. 2007, *ApJS*, 170, 71 [94](#), [95](#), [97](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Lin, Y., Mohr, J. J., & Stanford, S. A. 2004, *ApJ*, 610, 745 [27](#), [91](#), [92](#), [93](#), [94](#), [96](#), [101](#)
- Linde, A. D. 1982, *Physics Letters B*, 108, 389 [12](#)
- Liu, Y., Jiang, D. R., & Gu, M. F. 2006, *ApJ*, 637, 669 [106](#)
- Lloyd-Davies, E. J., Ponman, T. J., & Cannon, D. B. 2000, *MNRAS*, 315, 689 [33](#), [39](#)
- Lovisari, L., Schindler, S., & Kapferer, W. 2011, *A&A*, 528, A60 [35](#)
- Lucy, L. B. 1977, *AJ*, 82, 1013 [52](#)
- Lynden-Bell, D. 1967, *MNRAS*, 136, 101 [23](#)
- Lynds, R. & Petrosian, V. 1986, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 18, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1014 [31](#)
- Macario, G., Markevitch, M., Giacintucci, S., et al. 2011, *ApJ*, 728, 82 [47](#)
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285 [102](#)
- Mantz, A., Allen, S. W., Ebeling, H., & Rapetti, D. 2008, *MNRAS*, 387, 1179 [21](#)
- Marconi, A. & Hunt, L. K. 2003, *ApJ*, 589, L21 [102](#)
- Markevitch, M., Forman, W. R., Sarazin, C. L., & Vikhlinin, A. 1998, *ApJ*, 503, 77 [32](#)
- Markevitch, M., Vikhlinin, A., & Mazzotta, P. 2001, *ApJ*, 562, L153 [43](#)
- Marriage, T. A., Acquaviva, V., Ade, P. A. R., et al. 2011, *ApJ*, 737, 61 [39](#)
- Massey, R., Rhodes, J., Leauthaud, A., et al. 2007, *ApJS*, 172, 239 [21](#)
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425 [56](#), [81](#)
- Maughan, B. J., Giles, P. A., Randall, S. W., Jones, C., & Forman, W. R. 2012, *MNRAS*, 421, 1583 [68](#)
- McDonald, P., Miralda-Escudé, J., Rauch, M., et al. 2000, *ApJ*, 543, 1 [17](#)
- McGee, S. L. & Balogh, M. L. 2010, *MNRAS*, 405, 2069 [81](#)
- McGurk, R. C., Max, C. E., Rosario, D. J., et al. 2011, *ApJ*, 738, L2+ [104](#)
- McLure, R. J. & Jarvis, M. J. 2004, *MNRAS*, 353, L45 [106](#)
- McNamara, B. R. & Nulsen, P. E. J. 2007, *ARA&A*, 45, 117 [40](#), [41](#), [106](#)
- Micelotta, E. R., Jones, A. P., & Tielens, A. G. G. M. 2010a, *A&A*, 510, A37 [80](#)

- Micelotta, E. R., Jones, A. P., & Tielens, A. G. G. M. 2010b, *A&A*, 510, A36 [80](#)
- Micelotta, E. R., Jones, A. P., & Tielens, A. G. G. M. 2011, *A&A*, 526, A52 [80](#), [81](#)
- Mitchell, R. J., Culhane, J. L., Davison, P. J. N., & Ives, J. C. 1976, *MNRAS*, 175, 29P [35](#)
- Mittal, R., Hudson, D. S., Reiprich, T. H., & Clarke, T. 2009, *A&A*, 501, 835 [101](#), [102](#), [103](#), [104](#), [106](#)
- Montier, L. A. & Giard, M. 2004, *A&A*, 417, 401 [36](#), [37](#), [49](#), [54](#), [73](#), [75](#), [81](#)
- Morrison, G. E., Owen, F. N., Ledlow, M. J., et al. 2003, *ApJS*, 146, 267 [95](#)
- Muanwong, O., Thomas, P. A., Kay, S. T., Pearce, F. R., & Couchman, H. M. P. 2001, *ApJ*, 552, L27 [59](#)
- Muller, S., Wu, S.-Y., Hsieh, B.-C., et al. 2008, *ApJ*, 680, 975 [56](#), [82](#)
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *MNRAS*, 275, 720 [30](#), [31](#), [52](#)
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563 [30](#)
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493 [30](#), [52](#)
- Navarro, J. F., Ludlow, A., Springel, V., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 21 [31](#)
- Neumann, D. M. & Arnaud, M. 1999, *A&A*, 348, 711 [33](#)
- Okabe, N., Takada, M., Umetsu, K., Futamase, T., & Smith, G. P. 2010, *PASJ*, 62, 811 [32](#)
- O'Shea, B. W., Bryan, G., Bordner, J., et al. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints* [53](#)
- O'Sullivan, E., Giacintucci, S., David, L. P., et al. 2011, *ApJ*, 735, 11 [41](#), [42](#), [106](#)
- Paczynski, B. 1987, *Nature*, 325, 572 [31](#)
- Pastor Mira, E., Hilbert, S., Hartlap, J., & Schneider, P. 2011, *A&A*, 531, A169 [31](#)
- Pearce, F. R. & Couchman, H. M. P. 1997, *New A*, 2, 411 [53](#)
- Peebles, P. J. E. 1980, *The large-scale structure of the universe* (Peebles, P. J. E.) [25](#)
- Peebles, P. J. E. & Yu, J. T. 1970, *ApJ*, 162, 815 [17](#)
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *ApJ*, 142, 1149 [18](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Percival, W. J., Cole, S., Eisenstein, D. J., et al. 2007, MNRAS, 381, 1053 [20](#)
- Percival, W. J., Reid, B. A., Eisenstein, D. J., et al. 2010, MNRAS, 401, 2148 [14](#), [20](#)
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, ApJ, 517, 565 [19](#), [20](#)
- Petri, A., Ferrara, A., & Salvaterra, R. 2012, ArXiv e-prints [104](#)
- Petrosian, V. 2001, ApJ, 557, 560 [43](#)
- Piffaretti, R., Arnaud, M., Pratt, G. W., Pointecouteau, E., & Melin, J.-B. 2011, A&A, 534, A109+ [89](#), [91](#), [108](#)
- Piffaretti, R., Jetzer, P., Kaastra, J. S., & Tamura, T. 2005, A&A, 433, 101 [32](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011a, ArXiv e-prints [18](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011b, ArXiv e-prints [39](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011c, A&A, 536, A11 [90](#), [117](#)
- Pointecouteau, E., Arnaud, M., & Pratt, G. W. 2005, A&A, 435, 1 [34](#)
- Ponman, T. J., Cannon, D. B., & Navarro, J. F. 1999, Nature, 397, 135 [33](#)
- Ponman, T. J., Sanderson, A. J. R., & Finoguenov, A. 2003, MNRAS, 343, 331 [39](#), [75](#), [77](#)
- Popescu, C. C., Tuffs, R. J., Fischera, J., & Völk, H. 2000, A&A, 354, 480 [80](#), [81](#)
- Popesso, P. & Biviano, A. 2006, A&A, 460, L23 [42](#), [97](#)
- Popesso, P., Biviano, A., Böhringer, H., & Romaniello, M. 2007a, A&A, 464, 451 [27](#), [92](#), [93](#)
- Popesso, P., Biviano, A., Böhringer, H., & Romaniello, M. 2007b, A&A, 464, 451 [101](#)
- Popesso, P., Böhringer, H., Brinkmann, J., Voges, W., & York, D. G. 2004, A&A, 423, 449 [93](#)
- Pratt, G. W. & Arnaud, M. 2003, A&A, 408, 1 [33](#)
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Piffaretti, R., et al. 2010, A&A, 511, A85 [33](#), [39](#), [74](#), [75](#), [77](#)
- Pratt, G. W., Arnaud, M., & Pointecouteau, E. 2006, A&A, 446, 429 [33](#)
- Pratt, G. W., Böhringer, H., Croston, J. H., et al. 2007, A&A, 461, 71 [32](#)
- Pratt, G. W., Croston, J. H., Arnaud, M., & Böhringer, H. 2009, A&A, 498, 361 [91](#)

- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425 [21](#), [25](#)
- Prugniel, P. & Simien, F. 1997, *A&A*, 321, 111 [30](#)
- Reiprich, T. H. & Böhringer, H. 2002, *ApJ*, 567, 716 [101](#)
- Rephaeli, Y. 1995, *ARA&A*, 33, 541 [116](#)
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009 [20](#)
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2009, *ApJ*, 699, 539 [14](#)
- Roncarelli, M., Ettori, S., Dolag, K., et al. 2006, *MNRAS*, 373, 1339 [75](#)
- Roncarelli, M., Pointecouteau, E., Giard, M., Montier, L., & Pello, R. 2010, *A&A*, 512, A20 [26](#)
- Rottgering, H. J. A., Wieringa, M. H., Hunstead, R. W., & Ekers, R. D. 1997, *MNRAS*, 290, 577 [47](#)
- Rubin, V. C., Ford, W. K. J., & Thonnard, N. 1980, *ApJ*, 238, 471 [28](#)
- Rudick, C. S., Mihos, J. C., & McBride, C. K. 2011, *ApJ*, 732, 48 [102](#)
- Ruhl, J., Ade, P. A. R., Carlstrom, J. E., et al. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5498, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. C. M. Bradford, P. A. R. Ade, J. E. Aguirre, J. J. Bock, M. Dragovan, L. Duband, L. Earle, J. Glenn, H. Matsuhara, B. J. Naylor, H. T. Nguyen, M. Yun, & J. Zmuidzinas, 11–29 [18](#)
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics* (John Wiley & Sons) [35](#)
- Rykoff, E. S., McKay, T. A., Becker, M. R., et al. 2008, *ApJ*, 675, 1106 [27](#)
- Sasaki, S. 1996, *PASJ*, 48, L119 [22](#)
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297 [27](#)
- Schuecker, P., Caldwell, R. R., Böhringer, H., et al. 2003, *A&A*, 402, 53 [21](#)
- Seo, H.-J. & Eisenstein, D. J. 2003, *ApJ*, 598, 720 [20](#)
- Sersic, J. L. 1968, *Atlas de galaxias australes* (Observatorio Astronomico) [30](#)
- Shchekinov, Y. A. & Nath, B. 2011, *Ap&SS*, 335, 207 [81](#)

BIBLIOGRAPHIE

- Sheldon, E. S., Johnston, D. E., Scranton, R., et al. 2009, *ApJ*, 703, 2217 [31](#), [32](#)
- Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, *MNRAS*, 323, 1 [21](#)
- Shields, G. A., Rosario, D. J., Junkkarinen, V., et al. 2011, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 43, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 310 [104](#)
- Silverman, J. D., Kampczyk, P., Jahnke, K., et al. 2011, *ApJ*, 743, 2 [42](#), [99](#)
- Skillman, S. W., Hallman, E. J., O’Shea, B. W., et al. 2011, *ApJ*, 735, 96 [113](#), [114](#)
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163 [89](#)
- Slee, O. B., Roy, A. L., Murgia, M., Andernach, H., & Ehle, M. 2001, *AJ*, 122, 1172 [47](#)
- Smith, S. 1936, *ApJ*, 83, 23 [28](#)
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, *ApJ*, 396, L1 [18](#)
- Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J. P. 1987, *A&A*, 172, L14 [31](#)
- Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Cailloux, M. 1988, *A&A*, 191, L19 [31](#)
- Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases* (New York : Interscience) [42](#)
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105 [53](#)
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, *Nature*, 435, 629 [25](#)
- Springel, V., Yoshida, N., & White, S. D. M. 2001, *New A*, 6, 79 [52](#)
- Starobinskiĭ, A. A. 1979, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 30, 682 [12](#)
- Sun, M., Donahue, M., Roediger, E., et al. 2010, *ApJ*, 708, 946 [35](#)
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, I. B. 1980, *ARA&A*, 18, 537 [38](#)
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1970, *Ap&SS*, 7, 3 [37](#)
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173 [37](#)
- Sutherland, R. S. & Dopita, M. A. 1993, *ApJS*, 88, 253 [60](#)
- Tanikawa, A. & Umemura, M. 2011, *ApJ*, 728, L31+ [104](#)

- Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J.-L., et al. 2010, *A&A*, 520, A1+ [18](#)
- Tegmark, M. & Zaldarriaga, M. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 103508 [18](#)
- Teyssier, R. 2002, *A&A*, 385, 337 [53](#)
- Thomas, P. A., Colberg, J. M., Couchman, H. M. P., et al. 1998, *MNRAS*, 296, 1061 [59](#)
- Tinker, J. L., Robertson, B. E., Kravtsov, A. V., et al. 2010, *ApJ*, 724, 878 [21](#)
- Tissera, P. B. & Dominguez-Tenreiro, R. 1998, *MNRAS*, 297, 177 [56](#)
- Tozzi, P. & Norman, C. 2001, *ApJ*, 546, 63 [33](#), [39](#), [75](#)
- Tozzi, P., Rosati, P., Ettori, S., et al. 2003, *ApJ*, 593, 705 [81](#)
- Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, *ApJ*, 574, 740 [102](#)
- Trippe, S., Krips, M., Piétu, V., et al. 2011, *A&A*, 533, A97 [119](#)
- Truemper, J. 1982, *Advances in Space Research*, 2, 241 [89](#)
- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803 [40](#)
- Viana, P. T. P. & Liddle, A. R. 1999, *MNRAS*, 303, 535 [21](#)
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, *ApJ*, 640, 691 [34](#)
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1060 [14](#), [16](#)
- Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., et al. 2005, *ApJ*, 628, 655 [32](#)
- Voit, G. M. 2005, *Reviews of Modern Physics*, 77, 207 [17](#), [21](#), [42](#)
- Voit, G. M. & Donahue, M. 1995, *ApJ*, 452, 164 [81](#)
- Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *Nature*, 279, 381 [31](#)
- White, S. D. M., Efstathiou, G., & Frenk, C. S. 1993a, *MNRAS*, 262, 1023 [21](#)
- White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993b, *Nature*, 366, 429 [21](#)
- Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, *MNRAS*, 385, 687 [82](#)
- Williamson, R., Benson, B. A., High, F. W., et al. 2011, *ApJ*, 738, 139 [39](#)
- Willson, M. A. G. 1970, *MNRAS*, 151, 1 [43](#)
- Wu, K. K. S., Fabian, A. C., & Nulsen, P. E. J. 2001, *MNRAS*, 324, 95 [40](#)

BIBLIOGRAPHIE

Yu, Q. & Tremaine, S. 2002, MNRAS, 335, 965

Zeldovich, Y. B. 1972, MNRAS, 160, 1P [17](#)

Zeldovich, Y. B. & Sunyaev, R. A. 1969, Ap&SS, 4, 301 [37](#)

Zhang, Y.-Y., Finoguenov, A., Böhringer, H., et al. 2008, A&A, 482, 451 [32](#)

Zwicky, F. 1933, Helvetica Physica Acta, 6, 110 [28](#)

Zwicky, F. 1937, ApJ, 86, 217 [31](#)

Abstract

Gravitation is the main engine of the formation and evolution of galaxy clusters. However, numerous non-gravitational processes are at work within the baryonic component of clusters and affect their global properties. The purpose of this thesis is the statistical analysis of two of those processes and of their impact on the formation and evolution of galaxy clusters. We focused on the effect of the presence of dust within the intracluster medium, together with the origin of the radio emission observed in the direction of clusters.

Cooling by dust was first implemented in cosmological numerical simulations. We then quantified the impact of dust on both scaling and structural properties of clusters generated in those simulations. Our analysis showed that scaling relations and central matter distribution are significantly modified by dust. Dust can thus affect the evolution of intracluster medium properties. We also showed that cooling is tightly linked to dust physical properties, that are its abundance and its grain size distribution. As for galaxy clusters radio emission, it is due to point-like sources (active galactic nuclei, starburst galaxies) and to diffuse extended sources (halos, relics). Using the NVSS radio survey and the MCXC meta-catalogue, we statistically studied scaling relations between properties of radio active galaxies (fraction, radio luminosity, supermassive black hole mass of active nuclei) and halos properties that host them (total mass, X-ray luminosity). We showed that properties of those two populations are correlated. Finally, using the characterisation of point-like radio sources and NVSS data, we looked for a statistical signature of diffuse extended radio emission in clusters. Nevertheless, this investigation was rapidly confronted to non-resolved point-like radio sources. Our study took us back as well to the question of the cluster fraction that hosts diffuse extended sources, and subsequently to their link with clusters dynamical state.

Résumé

La gravitation est le principal moteur de formation et d'évolution des amas de galaxies. Cependant, de nombreux processus non-gravitationnels sont à l'oeuvre au sein de la composante baryonique des amas et affectent leurs propriétés globales. L'objet de cette thèse est l'étude statistique de deux de ces processus et de leur impact sur la formation et l'évolution des amas de galaxies. Nous nous sommes intéressés à l'effet de la présence de poussière dans le milieu intra-amas, ainsi qu'à l'origine de l'émission radio observée dans la direction des amas.

Un refroidissement du gaz intra-amas dû à la poussière a tout d'abord été implémenté dans des simulations numériques de formation des structures. Nous avons ensuite quantifié l'impact de la poussière sur les propriétés d'échelle et structurelles des amas de galaxies générés dans ces simulations. Notre analyse a montré que la normalisation des relations d'échelle et la distribution de matière au centre des amas sont significativement modifiées par l'inclusion de poussière. Cette dernière peut donc affecter l'évolution des propriétés du milieu intra-amas. Nous avons aussi montré que le refroidissement est intimement lié aux propriétés physiques de la poussière, c'est-à-dire à son abondance et à la distribution en taille de ses grains. L'émission radio des amas de galaxies est quant à elle due aux sources ponctuelles (noyaux actifs de galaxies, galaxies à flambée d'étoile) et aux sources étendues et diffuses (halos, reliques). À partir du relevé radio NVSS et du méta-catalogue MCXC, nous avons statistiquement étudié les relations d'échelle entre les propriétés des galaxies actives en radio (fraction, luminosité radio, masse du trou noir supermassif des noyaux actifs) et celles des halos qui les hébergent (masse totale, luminosité X). Nous avons montré que les propriétés de ces deux populations sont corrélées. Finalement, en s'appuyant sur la caractérisation de l'émission des sources ponctuelles et sur les données NVSS, nous avons recherché la signature statistique d'une émission radio étendue et diffuse dans les amas. Cependant, cette investigation a rapidement été entravée par la contamination due aux sources radio ponctuelles non-résolues. Notre étude nous a également renvoyés à la question de la fraction d'amas hébergeant des sources radio étendues et diffuses, et donc à leur lien avec l'état dynamique des amas.