

### Contributions thermiques et non-thermiques à la pression du gaz intra-amas. Le cas du Caneton (PLCKG214.6+37.0)

Edouard Lecoq

#### ► To cite this version:

Edouard Lecoq. Contributions thermiques et non-thermiques à la pression du gaz intra-amas. Le cas du Caneton (PLCKG214.6+37.0). Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. NNT: 2021UPASP062. tel-03578918

#### HAL Id: tel-03578918 https://theses.hal.science/tel-03578918

Submitted on 17 Feb 2022

**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.



## Contributions thermiques et non-thermiques à la pression du gaz intra-amas. Le cas du Caneton (PLCKG214.6+37.0)

Thermal and non-thermal contributions to the intra-cluster gaz pressure. The case of the Duckling (PLCKG214.6+37.0)

#### Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 576 : Particules, Hadrons, Énergie et Noyau : Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulations (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

**Unité de recherche** : Université Paris-Saclay, CNRS, Institut d'Astrophysique Spatiale, 91405, Orsay, France.

Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Directeur de thèse

Co-directrice de thèse

#### Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay, le 21/07/2021, par

## **Edouard LECOQ**

#### **Composition du Jury**

Réza ANSARI	Président du jury
Professeur des Universités, Université Paris-Saclay	
Florence DURRET	Rapportrice et Examinatrice
Astronome, Institut d'Astrophysique de Paris (HDR)	
Florian PACAUD	Rapporteur et Examinateur
Astrophysiker - Akademischer Rat auf Zeit Argelander- Institut für Astronomie, Universitat Bonn, (HDR)	
Rémi ADAM	Examinateur
Chargé de Recherche, Laboratoire Leprince-Ringuet	
Direction de la thèse	

Mathieu LANGER Professeur des Universités, *Université Paris-Saclay* Nabila AGHANIM Directrice de Recherche, *CNRS* 

'hèse de doctorat

NNT : 2021UPASP062

Moi, je m'en fous, si on me force à y retourner, je retiens ma respiration jusqu'à ce qu'on arrête de me forcer à y retourner.

#### Kaamelott/Gauvain

Mais moi les dingues, j'les soigne, j'm'en vais lui faire une ordonnance, et une sévère, j'vais lui montrer qui c'est Raoul. Aux quatre coins d'Paris qu'on va l'retrouver, éparpillé par petits bouts façon puzzle... Moi, quand on m'en fait trop j'correctionne plus, j'dynamite, j'disperse, et j'ventile.

#### Les Tontons Flingueurs

## Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier mes parents sans qui mon développement intellectuel, émotionnel et personnel ne m'aurait certainement pas permis de présenter ce manuscrit de thèse. Je leur dois absolument tout et je ne pourrai jamais les en remercier assez.

Je remercie Sophie Durand, mon unique, qui m'a soutenue pendant cette grande étape de ma vie et particulièrement dans les moments difficiles (la rédaction). Je suis conscient que ça n'a pas été de tout repos pour toi non plus et je souhaitais te remercier ici.

Lors de ces années de thèse, j'ai eu la chance et le privilège de vivre entourer de mes amis dans la co-location la plus parfaite d'Orsay. Ils m'ont soutenu et encouragé et ils m'ont permis de m'échapper lorsque c'était nécessaire. Maxime, Thibault, Florian, Jérémy, Élodie, Capucine, Benoît et Édouard, je vous remercie pour tout.

Je remercie également l'Institut d'Atrophysique Spatiale (IAS) de m'avoir accueilli depuis mon arrivée à Orsay à l'occasion ma troisième année de licence.

Tout d'abord, j'ai une pensée particulière pour l'ensemble des chercheurs qui m'ont permis de développer ma curiosité pour le domaine de l'astrophysique ainsi que mes connaissances et compétences de recherche scientifique au cours des séminaires et conférences internes. Pour cela je leur en serais à jamais reconnaissant. Ensuite, je tiens à insister sur l'importance du soutien des équipes techniques et des ingénieurs de l'IAS à l'accomplissement de cette thèse. Je remercie notamment Stéphane Caminade, Hervé Ballans, Gilles Poulleau et Marc Dexet pour leur disponibilité lors de mes nombreuses sollicitations.

De même, je n'aurais pas pu faire la thèse que je présente dans ce manuscrit sans le soutien indéfectible du personnel administratif de l'IAS. Ils m'ont toujours accompagné, lors de chacune de mes démarches, avec entrain, gentillesse et bienveillance ; je ne pourrai jamais l'oublier. Je remercie spécialement Patricia Jeauneau, Laurence Antunes, Saliha Hamdi, Hélène Blavot, Remy Polese et Nicole Lhermitte.

Pour finir, je souhaite remercier tout particulièrement l'équipe COSM!X pour ces trois années passées ensemble. J'ai eu énormément de plaisir à discuter avec chacun d'entre eux. Encore une fois, la disponibilité de chacun pour aider les autres à trouver la solution à leurs problèmes a été un facteur essentiel de l'accomplissement de ce travail de thèse. Je remercie pour cela Julien Grain, Marian Douspis, Hervé Dole, Alexander Kolodzig, Nicola Malavasi, Hideki Tanimura, Céline Gouin, Joseph Kuruvilla et Bruno Mafei.

J'ai été extrêmement chanceux lors de ces trois années car j'ai eu la chance de partager mes journées, mes succès et mes problèmes avec une formidable équipe de doctorants. Les Breakfast Club et les pausescafé furent indispensables et j'ai éprouvé un immense plaisir à les partager avec eux. Merci à Louis Legrand, Adélie Gorce, Victor Bonjean, Valentin Sauvage, Daniela Galárraga, Tony Bonnaire, Natalia Zambrana-Prado, Thibault Perdereau, Louis Manchon, Pierre Guillot, Marion Ulmo, Raphaël Wicker (et à tous ceux que j'ai oubliés parce que ma mémoire me fait défaut) pour ces moments passés ensemble.

Je me tourne désormais vers les deux personnes sans qui cette thèse n'aurait pas vu le jour : Nabila Aghanim et Mathieu Langer. Ils m'ont accompagné de la plus belle des manières lors de cette thèse grâce à leur capacité d'adaptation à la façon dont je souhaitai aborder mes recherches.

Je remercie donc énormément Nabila Aghanim qui m'a permis d'intégrer ce projet ambitieux, excitant et novateur qu'est le projet ERC/ByoPiC, dont elle est l'investigatrice principale. Je souhaite mettre en avant

ici son implication surhumaine dans la vie scientifique de la communauté ainsi que de chacun des doctorants et postdoctorant de l'équipe : à ce jour je ne sais toujours pas comment elle parvient à tenir ce rythme. Je n'aurais pas pu rêver d'une meilleure co-encadrante de thèse et je te remercie du fond du coeur Nabila.

Je souhaitai évidemment finir par remercier Mathieu Langer. Je ne suis pas certain de pouvoir le remercier assez tant il a été important pour moi. Depuis notre première rencontre lors de ma troisième année de licence, nous avons fait de nombreux projets ensemble, aussi bien professionnels que personnels. Cette proximité ainsi que la compréhension que nous avions l'un de l'autre m'a poussé à entreprendre cette thèse. Mathieu m'a permis de créer mon propre sujet de thèse en prenant en compte mes envies et mes propres intérêts scientifiques. Ce n'est pas commun et je l'en remercie. Mathieu, je te remercie également pour ton encadrement rigoureux et pointu qui m'a imposé de me surpasser et de m'améliorer chaque jour. Je conserve un bon nombre de tes enseignements qui m'accompagneront dans la suite de mon cheminement personnel et professionnel. Je suis admiratif du scientifique ainsi que de l'homme que tu es. Je m'estime extrêmement chanceux d'avoir eu le privilège de faire ma thèse sous ta direction. Je ne peux qu'espérer continuer à travailler avec toi. En un mot : merci !

## Table des matières

L	Cadre général	14
1	Brève introduction aux amas de galaxies         1.1       Contexte général         1.1.1       La composition de l'Univers         1.1.2       La toile cosmique         1.1.2       La toile cosmique         1.2       Les amas de galaxies         1.2.1       Description des amas de galaxies         1.2.2       Les amas comme sondes cosmologiques         1.2.2.1       Le comptage d'amas de galaxies         1.2.2.2       La fraction de baryons         1.2.2.3       Catalogues d'amas de galaxies         1.3       Organisation et objectifs de la thèse	<ol> <li>15</li> <li>16</li> <li>17</li> <li>20</li> <li>20</li> <li>21</li> <li>23</li> <li>23</li> <li>26</li> </ol>
П	Processus Thermiques du Gaz Intra-Amas	27
2	Pression thermique dans les amas de galaxies2.1L'équilibre hydrostatique2.2Propriétés thermiques du gaz intra-amas2.2.1La densité du gaz intra-amas2.2.1.1Le profil- $\beta$ 2.2.1.2Le double profil- $\beta$ et généralisation2.2.1.3Le profil de Vikhlinin2.2.4température du gaz intra-amas2.2.3La pression du gaz intra-amas2.3Observer l'émission thermique des amas de galaxies2.3.1Le signal Sunyaev Zel'dovich2.3.1.2Détection des amas dans les données Planck2.3.2Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)2.3.2.2La brillance de surface	<ul> <li>28</li> <li>29</li> <li>30</li> <li>30</li> <li>31</li> <li>33</li> <li>34</li> <li>37</li> <li>39</li> <li>40</li> <li>41</li> <li>43</li> <li>44</li> <li>45</li> </ul>
3	Réduction des données XMM-Newton         3.1       L'observatoire XMM-Newton         3.1.1       Le satellite         3.1.2       Le spectro-imageur EPIC         3.1.2.1       Les caméras         3.1.2.2       Les filtres         3.2       Description des observations de PLCK G214.6+36.9         3.3       Sélection des évènements         3.4       Contamination instrumentale         3.4.1       Filtrage temporel de la contamination instrumentale         3.4.1.1       Filtrage standard	<b>47</b> 48 48 48 49 50 51 53 54 56

			3.4.1.2	Filtrage HEP	57
			3.4.1.3	Filtrage SPB	58
			3.4.1.4	Conclusion	59
		3.4.2	Modélisa	tion spectrale de la contamination instrumentale	61
	3.5	Contar	mination a	strophysique	64
		3.5.1	L'émissic	on du fond extra-galactique	65
			3.5.1.1	L'émission résolue du fond extra-galactique	65
			3.5.1.2	L'émission non résolue du fond extra-galactique	66
		3.5.2	L'émissic	on du halo galactique	67
		3.5.3	L'émissic	on de la bulle chaude locale	68
	3.6	Ajuste	ment du n	nodèle de nuisance X	69
		3.6.1	Protocol	e	69
		3.6.2	Résultats	5	70
4	Étuc	le de l'	émission	X thermique du système PLCK G214.6+37.0	79
	4.1	Mesure	e des prop	riétés physiques des amas	81
		4.1.1	Modélisa	tion de la densité spectrale de flux	82
		4.1.2	Ajusteme	ent des données	82
			4.1.2.1	Ajustement en appliquant la statistique Cash	83
			4.1.2.2	Ajustement par inférence bayésienne et échantillonnage imbriqué	86
	4.2	Présen	tation des	mesures	89
		4.2.1	Redshift	des amas	89
			4.2.1.1	Mesure des redshifts avec les données optiques	90
		4.2.2	Abondan	ice en métaux du gaz	92
		4.2.3	Brillance	de surface	93
		4.2.4	Tempéra	ture du gaz	95
	4.3	Caract	érisation d	lu gaz intra-amas	98
		4.3.1	Profil de	densité du gaz	98
			4.3.1.1	$Profil_{\boldsymbol{\beta}}$	98
			4.3.1.2	$Profil^{'}_{\beta\beta}$	100
			4.3.1.3		102
		4.3.2	Profil de	température du gaz	103
		4.3.3	Pression	du gaz intra-amas	105
			4.3.3.1	Les profils de pression	105
			4.3.3.2	Pression totale des amas	108
	4.4	Fractic	on de gaz	et biais hydrostatique	111
		4.4.1	Calcul de	es masses	111
			4.4.1.1	Masse totale $M_{\text{tot}}$ 500	111
			4412	Masse de gaz $M_{-}(r)$	112
			4413	Masse hydrostatique $M_{\rm rm}(r)$	113
		442	Fractions		115
			4421	Fraction de gaz totale $f^{tot}$	116
			4422	Fraction de gaz bydrostatique $f^{\text{HE}}$	117
		113	Le bisis	hydrostatique	120
	15	4.4.5 État d		du goz	120
	4.5		Analyse	du gaz	122
		4.5.1	Coloul de		122
	16	4.3.2 Discus			120
	4.0				129
		4.0.1		b uu systeme FLON 0214.0737.0 $\dots$	120
			4.0.1.1	Densite et remperature	13U 121
			4.0.1.2		122
			4.0.1.3		133
		1.6.0	4.0.1.4	Etat dynamique du gaz intra-amas	133
		4.6.2	Le systèr	ne PLCK G214.6+37.0	134
			4.0.2.1	La structure du systeme	134
			4.6.2.2	Contribution des amas individuels au signal $tSZ$	130

#### III Processus Non-Thermiques du Gaz Intra-Amas

5	Con	tributio	on des mo	uvements turbulents à la pression non-thermique dans les amas de gala:	xies	140
	5.1	Introd	uction			141
	5.2	Quelle	s contribut	tions à la pression non-thermique?		141
		5.2.1	Le cham	p magnétique		142
		5.2.2	Les rayor	ns cosmiques		142
		5.2.3	La turbu	lence		143
		5.2.4	Impact d	le la pression non-thermique sur la masse des amas		145
	5.3	Caract	érisation d	łe la turbulence du gaz intra-amas		146
		5.3.1	Spectre of	d'énergie des mouvements turbulents		146
			5.3.1.1	L'indice spectral		148
			5.3.1.2	L'échelle d'injection		149
			5.3.1.3	L'échelle de dissipation		149
	5.4	Observ	/er la turb	ulence dans les amas de galaxie		150
		5.4.1	Mesure d	le la vitesse turbulente du gaz intra-amas		150
		5.4.2	La missic	on scientifique Athena		152
			5.4.2.1	Le Wide Field Imager		153
			5.4.2.2	Le X-Integral Field Unit		153
6	Étu	de des	centroïde	s de vitesse turbulente du gaz intra-amas		155
	6.1	Centro	oïdes et dis	spersions de vitesse simulés		156
		6.1.1	Simulatio	on d'un champ de vitesse turbulent		157
		6.1.2	Simulatio	on du champ de densité		160
		6.1.3	Cartes de	es centroïdes de vitesse et de dispersion de vitesse simulées		162
			6.1.3.1	Distribution homogène du gaz intra-amas		162
			6.1.3.2	Observation d'un amas proche		163
			6.1.3.3	Observation d'un amas éloigné		164
	6.2	Prédic	tions théo	riques et mesure du spectre de puissance et de la fonction de structure de	es	
		centro	ïdes de vit	esse	• •	165
		6.2.1	Ordre zé	ro : cas d'un champ de densité homogène		166
			6.2.1.1	Prédictions analytiques	• •	167
			6.2.1.2	Reconstruction	• •	169
		6.2.2	Observat	ion d'un amas proche		171
			6.2.2.1	Prédictions analytiques		171
			6.2.2.2	Reconstruction		175
		6.2.3	Observat	ion d'un amas lointain		175
			6.2.3.1	Prédictions analytiques		175
			6.2.3.2	Reconstruction		177
••						101

139

## IV Conclusion1817 Résumé et perspectives182

## Table des figures

1.1	Anisotropies de température du fond diffus cosmologique observé par le satellite <i>Planck</i> (http://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2013/03/Planck_CMB).	16
1.2	Spectre de puissance angulaire des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (https://wiki.cosmos.esa.int/planckpla2015/index.php/CMB_spectrum_%26_Likelih	ood
1.3	Composition de l'Univers selon les mesures de PLANCK COLLABORATION (2016b). Figure	10
1.0	recrée de http://public.planck.fr/multimedia/1-photographies	17
1.4	Budget des baryons composant la matière ordinaire. Figure recrée à partir des valeurs présentées	
	dans DE GRAAFF <i>et al.</i> (2019)	17
1.5	Illustration extraite de la simulation Millenium de l'évolution du champ de matière noire SPRINGEL <i>et al.</i> (2005). <i>Gauche</i> : Vue globale de la structure de la toile cosmique induite par la distribution de la matière noire. <i>Centre</i> : structure filamentaire autour d'un noeud de matière associé à un amas de galaxies. <i>Droite</i> : Zoom sur le noeud de matière noire associé à	10
1.6	<i>Gauche</i> : Distribution du contraste de densité des environnements (noeuds, filaments, nappes et vides) identifiés par l'algorithme NEXUS+. <i>Droite</i> : Les fractions de masse et de volume occupées	18
	JONES et al. (2014).	19
1.7	Distribution des galaxies dans le relevé SDSS. Crédits : M. Blanton and SDSS (https://www.	
	sdss.org/dr14/science/orangepie/).	19
1.8	Snapshots extrait de la simulation Illustris d'un système multiple d'amas de galaxies. <i>Gauche</i> : Distribution de la matière noire . <i>Centre</i> : Distribution de l'émission X traçant le gaz chaud. <i>Droite</i> : Distribution des étoiles. Les cercles blancs représentent les plus grandes	
1.9	galaxies dans le champ de vue. Crédit : "Illustris Collaboration / Illustris Simulation" Fonction de masse pour une série de simulations cosmologiques pour $\Delta = 200, 800$ et 3200 à $z = 0$ . Les lignes pleines représentent le meilleur ajustement de la fonction de masse théorique présenté par WARREN <i>et al.</i> (2006), similaire à celle développée par SHETH <i>et al.</i> (2001).	20
	Figure extraite de TINKER <i>et al.</i> (2008)	21
1.10	Comparaison des régions de confiance $1\sigma$ et $3\sigma$ pour $\Omega_m$ et $\sigma_8$ entre l'abondance des amas de galaxies de l'échantillon d'amas MaxBCG (KOESTER <i>et al.</i> 2007) et les données <i>WMAP-5</i>	
	(DUNKLEY <i>et al.</i> 2009). Crédits : ALLEN, EVRARD <i>et al.</i> (2011)	22
1.11	Comparaison des régions de confiance $1\sigma$ et $3\sigma$ pour $\Omega_{\rm m}$ et $\Omega_{\Lambda}$ estimées à partir de la fraction de gaz des amas <i>Chandra</i> situé à $z > 1.1$ (ALLEN, RAPETTI <i>et al.</i> 2008), les données <i>WMAP</i> -	
	EVRARD et al. (2011)	23
1.12	Histogrammes des valeurs des redshift <i>gauche</i> ), de l'étendue $r_{500}$ <i>centre</i> ) et de la masse $M_{500}$	20
	<i>droite</i> ) des 1743 amas de galaxies du méta-catalogue MCXC.	24
1.13	Histogrammes des valeurs des redshift gauche), de taille $r_{500}$ centre) et de température $T_{X,300}$ droite) des 302 amas de galaxies des deux sous-groupe C1 et C2 de l'échantillon XXL. Les	
	courbes bleues (jaunes) représentent les histogrammes pour les amas de catégorie $1$ $(2)$	25
2.1	Snapshot de la distribution de gaz d'un système multiple d'amas de galaxies extrait de la simulation Illustris. Les cercles blancs représentent les plus grandes galaxies dans le champ de vue. Crédit : "Illustris Collaboration / Illustris Simulation".	30

Profils de la brillance de surface de 18 des 20 groupes de galaxies extraits de l'étude de LOVISARI         et al. (2015)	2
Profils de densité des amas de l'échantillon XCOP. Crédits : GHIRARDINI, D. et al. (2019) 33	3
Ajustement simultané des profils de densité des amas de l'échantillon XCOP par le modèle de Vikhlinin (équation 2.21). Crédits : GHIRARDINI, D. <i>et al.</i> (2019)	3
Snapshot de la distribution de température issue de la simulation Illustris. Les cercles blancs représentent les galaxies principales dans le champ de vue. Crédit : Illustris Collaboration" / "Illustris Simulation	4
Température du gaz de l'amas A85 obtenue avec XMM-Newton (cercle noir), Chandra (cerclevert) et BeppoSAX (carré bleu). Le profil est ajusté sur les données XMM-Newton. Crédits :DURRET et al. (2005).31	5
<i>Gauche</i> : Profil de température des 13 amas de l'échantillon (croix noires). Les lignes pleines rouges et bleues présentent le meilleur ajustement du modèle (équation 2.23) et sa projection, respectivement. Les lignes pointillées illustrent l'intervalle de confiance à $1\sigma$ . Crédits : VIKHLININ, A. KRAVTSOV <i>et al.</i> (2006). <i>Droite</i> : Ajustement simultané des profils de densité des amas de l'échantillon XCOP par le modèle défini par l'équation 2.23. Crédits : GHIRARDINI, D. <i>et al.</i> (2019)	5
Profils de la température de 18 des 20 groupes de galaxies de l'étude de LOVISARI <i>et al.</i> (2015). Crédits : LOVISARI <i>et al.</i> (2015)	6
Snapshot de la distribution de la pression $(\mathcal{Y}_{SZ})$ issue de la simulation Illustris. Crédit : Illustris Collaboration" / "Illustris Simulation. extrait de la simulation Illustris. Les cercles blancs représentent les plus grandes galaxies dans le champ de vue. Crédit : "Illustris Collabo- ration / Illustris Simulation".	7
Profils de pression des amas de l'échantillon XCOP. Les carrés indiquent les points de données obtenus à partir de la dé-projection du signal tSZ, tandis que les cercles pleins sont calculés en combinant les profils de densité et de température obtenus par l'émission X. Les zones d'ombre représentent l'enveloppe obtenue par PLANCK COLLABORATION (2013c) et PLANCK COLLABORATION (2011) et la ligne discontinue illustre le profil universel de pression développé	
par ARNAUD <i>et al.</i> (2010)	3
intra-amas	9
Spectres d'émission de l'effet tSZ (solide) et kSZ (pointillé) incluant les corrections dues aux électrons relativistes $(20 - 50 \text{ keV})$ . <i>Crédits</i> : BASU <i>et al.</i> (2019)	0
Haut : Spectres d'émission de l'effet tSZ. Les bande de fréquence de HFI sont superposées. Bas : carte en fréquence de l'effet SZ de l'amas Abell 2319. Crédits : ESA, consortium Planck- HEI and LEI	1
Images du signal SZ intégré du système PLCKG G334.8+38.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION	-
(2014a)	2
Image des compte d'électrons du système PLCKG G334.8+38.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION         (2014a)	↓ 2
Images du signal SZ intégré du système PLCKG G214.6+37.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION         (2014a)         43	3
Image des compte d'électrons du système PLCKG G214.6+37.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION         (2014a)       43	1 3
Schématisation du Bremsstrahlung des électrons du plasma intra-amas par le champ élec- trique des ions chargé de ce dernier.	4
Schéma du système d'observation du satellite XMM-Newton. Crédits : BARRÉ et al. (1999) . 44	3
Schéma de l'optique Wolter de type I. 1 : miroirs paraboliques. 2 : miroirs hyperboliques. 3 : rayonnement incident. 4 : point focal.	8
Gauche : Photo de la mosaïque formée des sept CCD composant les caméras EMOS (crédits : TURNER, M. J. L. <i>et al.</i> 2001). Droite : Photo des quatre cadrans composant les caméras EPN (crédits : STRÜDER, L. <i>et al.</i> 2001)	9
	Profis de la brillance de surface de 18 des 20 groupes de galaxies extraits de l'étude de LOVISARI         33           et al. (2015).         33           Profis de densite des amas de l'échantillon XCOP. Crédits : GHIRARDINI, D. et al. (2019).         34           Ajustement simultané des profis de densité des amas de l'échantillon XCOP par le modèle de Vikhlinin (équation 2.21). Crédits : GHIRARDINI, D. et al. (2019).         34           Snapshot de la distribution de température issue de la simulation 111ustris. Les cercles blancs représentent les galaxies principales dans le champ de vue. Crédit : Illustris Collaboration" /         34           "Illustris Simulation.         33           Température du gaz de l'amas ABS obtenue avec XMM-Newton (cercle noir), Chandra (cercle vert) et BeppoSAX (carré bleu). Le profil est ajusté sur les données XMM-Newton. Crédits :           DURRET et al. (2005).         33           Gauche : Profil de température des 13 amas de l'échantillon (roix noires). Les lignes pleines rouges et bleues présentent le meilleur ajustement du modèle (équation 2.23) et a projection, respectivement. Les lignes pointillées illustrent l'intervalle de confiance à 1σ. Crédits : VIKHIARDINI, D. et al. (2015).         34           Profils de la température de 18 des 20 groupes de galaxies de l'étude de LOVISARI et al. (2015).         34           Snapshot de la distribution de la pression (Vsz) issue de la simulation 111ustris. Crédit : Illustris Collaboration // Thuistris Simulation.         37           Profils de température de 18 des 20 groupes de galaxies de l'étude de LOVISARI et al. (2015).

3.4	Gauche : Efficacité quantique des CCD EMOS en fonction des filtres (fin, moyen, épais) et de l'énergie déposée sur la plage d'énergie $[0.2 - 15]$ keV (crédits : TURNER, M. J. L. <i>et al.</i> 2001). Droite : Efficacité quantique des CCD EPN en fonction des filtres (fin, moyen, épais) et de l'énergie déposée sur la plage d'énergie $[0.2 - 15]$ keV (crédits : STRÜDER, L. <i>et al.</i> 2001).	50
3.5	Liste des motifs de EPIC-MOS. Chaque motif est modélisé comme une matrice $5 \times 5$ centrée sur le pixel de plus haute charge, coloré en rouge. Les pixels dont la charge est supérieure à une valeur limite fixée sont colorés en vert. Les pixels dont la charge est inférieure à cette même valeur sont colorés en blanc. Les croix désignent des pixels non considérés.	52
3.6	Liste des motifs de EPIC-PN. Les « . » désignent les pixels dont la charge déposée est inférieure à une valeur fixée. Le « X » représente le pixel de charge maximum (pixel principal), les « x » exhibent les pixels sans charge maximale et le « m » pointe sur le pixel de charge minimale. Ces 13 illustrations font référence aux SAS PATTERN codes 0 (simple), 1-4 (doubles), 5-8 (triples) et 9-12 (quadruples).	52
3.7	Représentation schématique des régions inFOV (zone bleutée à l'intérieur du cercle de couleur verte) et outFOV (zones délimitées par les contours jaunes). De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.	54
3.8	Courbes de lumière des coups par seconde de l'intégralité des données de l'observation longue. Le « binning » en temps est de $25s$ . De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN	55
3.9	Les point rouges correspondent aux intervalles de temps associés au bruit flares instrumental qui sont supprimés par le premier filtrage pour l'observation longue. Les points verts correspondant aux intervalles de temps conservés ne sont pas visibles sur la figure car le nombre de coups par seconde moyen dans les intervalles conservés est de 1.66. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.	56
3.10	Les points rouges correspondent aux intervalles de temps associés au bruit flares instrumental qui sont supprimés par le premier filtrage pour l'observation longue. Les points verts correspondent aux intervalles de temps conservés. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN	57
3.11	Les points rouges correspondent aux intervalles de temps associés au bruit flares instrumental qui sont supprimés par le premier filtrage pour l'observation longue. Les points verts correspondent aux intervalles de temps conservés. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.	58
3.12	Sélection (vert) des intervalles de temps attribués au signal d'intérêt et rejet (rouge) des évè- nements attribués au bruit à l'issue du dernier filtrage pour l'observation 0674370201. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.	59
3.13	Images des champs de vue des trois détecteurs pour l'observation longue dans la bande d'énergie $[0.5-2.0]$ keV. De haut en bas : EMOS1, EMOS2 et EPN. <i>Gauche</i> : l'intégralité des évènements de l'observation longue. <i>Centre</i> : les évènements identifié comme contribution au bruit flares instrumental. <i>Droite</i> : évènements exploitable pour la science.	60
3.14	Densité spectrale de flux des évènements de la région outFOV pour chaque détecteur. Les points de données sont représentés par des croix noires tandis la courbe continue bleue montre l'ajustement optimal du modèle du bruit instrumental. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et	6.0
2 1 5	EPN	63 64
3.16	Images du nombre de coups lissées par un filtre Gaussien de $\sigma = 5$ pixels. En cyan est représenté le masque des sources ponctuelles résolues. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.	66
3.17	Images du nombre de coups après application du masque des sources ponctuelles résolues. L'image est lissée par un filtre Gaussien de largeur $\sigma = 5$ pixels. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN	66
3.18	Densité spectrale de flux des évènements collectés dans la zone $\mathcal{Z}_{noise}$ sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Les croix noires représentent les données et la courbe continue bleue représente l'ajustement des modèles $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$ sur la bande dure. Les pointillés représentent le modèle individuel $\mathcal{M}_{DGG}^{raies,i}(E)$ de chaque raie d'émission <i>i</i> (voir modèle	
	2). De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN	71

6

- 3.19 Densité spectrale de flux des évènement collecté dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Les croix noires représentent les données et la courbe continue verte représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  sur la bande dure. La courbe violette représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  et les pointillé représentent le modèle individuel  $\mathcal{M}_{\mathrm{BKG}}^{\mathrm{raies},i}(E)$  de chaque raie d'émission i (voir modèle 2). La courbe bleue représente la somme des contributions présentées ci-dessus. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN. .
- 3.20 Densité spectrale de flux des évènement collecté dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Les croix noires représentent les données et la courbe continue verte représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  sur la bande dure. La courbe orange représente l'ajustement du modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$ . Les courbes roses et violettes illustrent les ajustements des modèles  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  et  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$ . Les pointillés représentent le modèle individuel  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies,i}(E)$  de chaque raie d'émission i (voir modèle 2). La courbe bleue représente la somme des contributions présentées ci-dessus. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN. .
- 3.21 Densité spectrale de flux sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Données : croix grises claires (EMOS1), croix noires (EMOS2) et croix grises foncées (EPN). Modèles ajustés : trait continu (EMOS1), tirets (EMOS2) et tirets-points (EPN). Les courbes représentent l'ajustement optimal du modèle du fond diffus X simultanément effectué sur les données des trois détecteurs EPIC. La composante instrumentale est représentée en vert, le modèle de l'émission extragalactique en orange, celui du halo galactique en rose et celui de la bulle chaude locale en violet. La courbe bleue représente l'ajustement du modèle complet de nuisance  $\mathcal{M}_{\text{noise}}(E)$ . . .

75

72

73

4.1	D'en haut à gauche à en bas à droite : densité spectrale de flux dans l'intégralité de la bande d'énergie des instruments, dans les dix-sept zones d'analyse définies autour de l'amas A. Don- nées : croix grises claires (EMOS1), croix noires (EMOS2) et croix grises foncées (EPN). Modèles ajustés : trait continu (EMOS1), tirets (EMOS2) et tirets-pointillés (EPN). La composante instru- mentale est représentée en vert, le modèle de l'émission extra-galactique en orange, celui du halo galactique en rose et celui de la bulle chaude locale en violet. Les courbes rouges repré- sentent le modèle $\mathcal{M}_{amas}(E)$ issu des meilleurs paramètres d'ajustement. Les courbes bleues représentent l'ajustement du modèle complet de nuisance ( $\mathcal{M}_{noise}(E) + \mathcal{M}_{amas}(E)$ )	84
4.2	Illustration de l'algorithme d'échantillonnage imbriqué appliqué à un modèle multi-modal avec $N = 400$ échantillons actifs. L'animation est basée sur le travail de Chi Feng https://chi-feng.github.io/mcmc-demo/ et est sous licence MIT. L'implémentation a été établie par Johannes Buchner.	86
4.3	Illustration des estimations des paramètres libres lors de l'ajustement aux données extraites de la zone (2) pour les amas A (haut-gauche), B (haut-droite) et C (bas). Les distributions des probabilités postérieures pour chaque paramètre libre sont visibles sur la diagonale avec les valeurs médianes et les quartiles (trais pointillés). Pour chaque triangle, de gauche à droite : température, redshift, abondance, $\mathcal{N}_{amas}$ , $\mathcal{N}_{BKG}^{EMOS1}$ , $\mathcal{N}_{BKG}^{EMOS2}$ et $\mathcal{N}_{BKG}^{EPN}$ . Les distributions à deux dimensions représentent les corrélations croisées des paramètres libres.	88
4.4	Illustration des estimations des paramètres libres lors de l'ajustement aux données extraites de la zone (a) pour les amas A (haut-gauche), B (haut-droite) et C (bas). Les distributions des probabilités postérieures pour chaque paramètre libre sont visibles sur la diagonale avec les valeurs médianes et les quartiles (trais pointillés). Pour chaque triangle, de gauche à droite : température, $\mathcal{N}_{\text{amas}}$ , $\mathcal{N}_{\text{BKG}}^{\text{EMOS1}}$ , $\mathcal{N}_{\text{BKG}}^{\text{EMOS2}}$ et $\mathcal{N}_{\text{BKG}}^{\text{EPN}}$ . Les distributions à deux dimensions représentent les corrélations croisées des paramètres libres.	89
4.5	Histogrammes des valeurs de redshifts spectrométriques des galaxies sélectionnées dans le champ de vue de l'observation du système triple PLCK G214.6+37.0 par l'instrument VLT- <i>VIMOS</i> .	91
4.6	Image de la distribution de l'abondance en métaux du gaz issue de la simulation Illustris. Crédit : Illustris Collaboration / Illustris Simulation	92

4.7	Brillances de surface $SB_{amas}$ des amas A (gauche), B (droite) et C (bas) du système PLCK G214.6+36.0 estimées par la statistique Cash (croix claires) et par inférence bayésienne (croix foncées). Chaque point correspond à la valeur de la brillance de surface estimée dans l'une des dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b. Les lignes noires représentent la brillance de surface de la contamination astrophysique $SB_{astro}$ . Les zones colorées représentent les zones	
	contamination astrophysique.	94
4.8	Températures des amas A (gauche), B (droite) et C (bas) du système PLCK G214.6+36.0 estimées par la statistique Cash. Chaque point correspond à la valeur de la température estimée dans l'une des dix-sept zones d'analyse (table 4.1b). La zone colorée représente la zone pour laquelle la brillance de surface de l'émission de l'amas est telle que $SB_{amas} < SB_{astro}$ . Les points noirs représentent les ajustements fiables, les points de couleurs foncées les ajustements peu fiables et les points de couleurs claires les cas où l'exploration des paramètres dépasse les bornes fixées. Les points rouges représentent les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b).	96
4.9	Températures des amas A (gauche), B (droite) et C (bas) du système PLCK G214.6+36.0 estimées par inférence bayésienne. Chaque point correspond à la valeur de la température estimée dans l'une des dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b. La partie colorée représente la zone pour laquelle la brillance de surface de l'émission de l'amas est telle que $SB_{\rm amas} < SB_{\rm astro}$ . Les points noirs représentent les ajustements fiables, les points de couleurs claires les ajustements peu fiables, et les points de couleurs foncées les cas où l'exploration des paramètres ne renvoie pas une valeur raisonnable de la température. Les points rouges représentent les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b).	97
4.10	Profils de densité décrits par le modèle $\beta$ . Les lignes de couleur représentent les profils para- métrés des valeurs de meilleur ajustement et les zones colorées illustrent les zones de confiance à $1\sigma$ . Les croix noires sont les données. De haut en bas : amas A, B et C. De gauche à droite :	100
4.11	Profils de densité décrits par le modèle $\beta\beta$ . Les lignes de couleur représentent les profils paramé- trés des valeurs de meilleur ajustement et les zones colorées illustrent les zones de confiance à $1\sigma$ . Les croix poires sont les données. Les lignes discontinues représentent les deux composantes	100
4.12	du profil- $\beta\beta$ . De haut en bas : amas A, B et C. De gauche à droite : Cash et BXA Profils de température ajustés à une distribution uniforme (pointillés) et au profil 4.30 (solide).	102
	Les croix de couleur représentent les données ajustées et les croix noires les données écartées. Les profils de meilleur ajustement sont représentés par des lignes discontinues colorées et les zones colorées illustrent les zones de confiance à $1\sigma$ . De haut en bas : amas A, B et C. De	104
4.13	gauche a drohte : Cash et BAA	104
4.14	Profils de pression des amas de l'échantillon REXCESS (gauche) et meilleur ajustement du profil de pression. Crédits : ABNAUD <i>et al.</i> (2010)	107
4.15	Relation masse-température pour 38 amas extraits du catalogue XXL pour lesquels des mesures de lentille gravitationnelle avec CFHTLenS sont disponibles. La ligne hachurée est l'ajustement de meilleure qualité de la loi 4.40 et la région grisée représente la zone de confiance à $1\sigma$ . Les amas avec des limites supérieures de masse sont indiqués par des flèches et tracés avec une confiance de $3\sigma$ (Crédits : LIEU <i>et al.</i> 2016). Les valeurs des masses pour les trois amas du	_ • •
4.16	système PLCK G214.6+37.0 sont reportées avec les couleurs correspondantes	112
	données Cash et BXA.	115

4.17	<i>Haut</i> : Profils des fractions de gaz hydrostatiques, pour un gaz intra-amas isotherme, pour les deux ensembles de données Cash et BXA. <i>Bas</i> : Profils des fractions de gaz hydrostatiques,	110
4.18	pour un gaz intra-amas non-isotherme, pour les deux ensembles de données Cash et BXA Comparaison des valeurs de la fraction gaz $f_{g,500}^{\rm HE}$ des amas du système PLCK G214.6+37.0 avec celles des amas XCOP (ECKERT, GHIRARDINI <i>et al.</i> 2019). Les carrés noirs représentent les fractions de gaz des amas X-COP et la zone ombragée rouge représente la fraction de gaz universelle estimée dans leur étude. La zone grise illustre la fraction de baryons de (PLANCK	118
4.19	COLLABORATION 2016b). Compilation des valeurs moyennes de $(1 - b)$ (rectangles blancs) et de leurs erreurs (barres bleues) issues de différentes simulations hydro-dynamiques (crédits : GIANFAGNA <i>et al.</i> (2020)). Les valeurs du biais hydrostatique des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 sont ajoutées	119
4.20	à la figure pour chaque distribution de température et de densité considérée dans mon étude. Comparaison des valeurs de la fraction gaz corrigées du biais hydrostatique $f_{\rm g,500}^{\rm HE} \times (1-b)$ des amas du système PLCK G214.6+37.0 avec celles des amas XCOP (ECKERT, GHIRARDINI et al. 2019). Les carrés noirs représentent les fractions de gaz des amas XCOP et la zone ombragée rouge représente la fraction de gaz universelle estimée dans leur étude. La zone grise illustre la	121
4.21	fraction baryonique cosmique (PLANCK COLLABORATION 2016b)	122
4.22	dans trois zones : $[0, 0.15]r_{500}$ , $[0.15, 0.4]r_{500}$ et $> 0.4r_{500}$	123
	des ligne pointillées.	124
4.23	Profils d'entropie radiale $\mathcal{K}(r)$ des amas de l'échantillon sélectionnés du relevé SPT. Les courbes d'entropie moyennes de CAVAGNOLO <i>et al.</i> (2009) pour les amas cool-core (bleu) et non cool-core (rouge) sont représentées par des lignes pointillées épaisses, qui s'avèrent en bon accord qualitatif avec les amas les plus massifs à $z$ élevé. Crédit : MCDONALD <i>et al.</i> (2013)	126
4.24	Profils d'entropie des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 (A ( <i>haut</i> ), B ( <i>milieu</i> ) et C ( <i>bas</i> )). Les données sont représentées par des croix noires. Les profils issus des ajustements de meilleures qualités des distributions de température et de densité sont représentés par des traits colorés discontinus. La solution auto-similaire présentée dans VOIT <i>et al.</i> (2005) est illustrée par une droite grise tandis que l'ajustement de meilleure qualité à la forme fonctionnelle définie par les équations 4.58 et 4.59 est représenté en noir. Les zones roses et violettes représentent les zones de confiance des ajustements du profil d'entropie défini par l'équation 4.57 respectivement pour des amas de basse entropie centrale (« cool-core ») et de haute entropie centrale (« non	
	cool-core »)	128
4.25	Iempérature des amas en fonction de leur redshift. La population d'amas du relevé XXL est représentée par les croix colorées. Les carrés de couleur représentent la valeur de la température de chaque amas du système PLCK G214.6+37.0 mesurée à partir de la densité spectrale de flux extraite de la zone d'analyse (2) (violet (A), bleu (B) et vert (C)).	130
4.26	Comparaison des caractéristiques des amas du système multiple PLCK G214.6+37.0, repré- sentés en violet (A), bleu (B) et vert (C). Pour chaque amas du système multiple, l'ensemble des valeurs (et leur erreurs), calculées à partir des distributions de densité et de température, s'inscrivent dans le rectangle coloré. Les valeurs des amas du relevé XXI et du catalogue MCXC	
	sont représentées par des nuages de points).	132
4.27	Comparaison des propriétés des amas du système PLCK G214.6+37.0, représentés en violet (A), bleu (B) et vert (C). Pour chaque amas du système multiple, l'ensemble des valeurs (et leurs erreurs), calculées à partir des distributions de densité et de température, s'inscrivent dans le rectangle coloré. Les valeurs pour les amas du catalogue MCXC sont représentées par les	
4.28	nuages de points	132
	pour le catalogue SDSS DR7 superclusters en fonction de leur redshift.	135

5.1	Cliché de la distribution d'énergie dissipée par des chocs issu de la simulation Illustris	
	(https://www.illustris-project.org/explorer/)	141
5.2	Variation du profil de masse hydrostatique due à la contribution de la pression magnétique à la	
	pression totale pour cinq amas de galaxies. La courbe rouge représente la masse hydrostatique	
	thermique et la courbe verte représente la masse maximale atteinte en fonction de la valeur	
	centrale du champ <i>B</i> <sub>0</sub> . Figure extraite de LAGANÁ <i>et al.</i> (2010)	142
53	Variation du profil de masse hydrostatique due à la contribution de la pression non-thermique	
0.0	induite par les rayons cosmigues à la pression totale pour cing amas de galaxies. La courbe	
	rouge montre la masse hydrostatique thermique et la courbe verte représente la masse maximale	
	atteinte en fonction de la valour du paramètre $T_{\rm L}$ Eigure extraite de LACIANÁ et al. (2010)	1/2
Γ 4	attenite en fonction de la valeur du paramètre $\Psi$ . Eigure extraite de LAGANA et al. (2010).	145
5.4	Ecoulement du gaz intra-amas (fleches hoires) autour d'une galaxie elliptique tombant au sein	
	de son amas parent. Les contours violets représentent les isopycnes du gaz galactique éjecté.	
	Crédits : ROEDIGER <i>et al.</i> (2015)	144
5.5	Image composite de la galaxie Cygnus A. L'émission X (en bleu) trace le gaz intra-amas chaud	
	et l'émission radio (en rouge) trace les jets AGN résultant de l'activité du noyau galactique.	
	Crédits : R. BLANDFORD <i>et al.</i> (2019)	144
5.6	Variation du profil de masse hydrostatique due à la contribution de la pression turbulente à la	
	pression totale pour cing amas de galaxies. La courbe rouge montre la masse hydrostatique	
	thermique et la ligne verte représente la masse maximale atteinte en fonction de la dispersion	
	des vitesses radiales et tangentielles. Figure extraite de LAGANÁ <i>et al.</i> (2010).	145
57	Comparaison des profils de masse hydrostatique thermique (ligne rouge) avec les profils de	
0.1	masse maximale hydrostatique arrès inclusion des contributions non-thermiques discutées ci-	
	dessus (voir sections 5.2.1.5.2.2.5.2.3). La région bleue représente toutes les variations de profil	
	de masse dues à toutes les combinaisons possibles nour les trois contributions non thermiques	
	Lieure estreite de Lacuati et al. (2010)	146
<b>F</b> 0	Figure extraite de LAGANA et al. (2010). $\dots$ (1000) $\mapsto$ (1000) $\mapsto$ (1000)	140
5.8	Schema de la cascade turbuiente decrite par RICHARDSON (1922) et formalisee par KOLMOGORO	V
	(1941). De l'énergie est injectée ( $k \le k_i$ , zone violette) engendrant des tourbillons de taille ca-	
	ractéristique $l_i$ . Ces tourbillons de grande taille cédent de l'énergie suivant une loi de puissance	
	d'indice spectral $\alpha$ à des tourbillons de taille plus petite ( $k_i < k < k_d$ , zone bleue) jusqu'à ce	
	que cette énergie soit dissipée en chaleur ( $k \ge k_d$ , zone verte).	148
5.9	<i>Gauche</i> : Schéma des trois états d'un écoulement (laminaire, transitoire et turbulent). <i>Droite</i> :	
	Spectre d'énergie de la turbulence homogène et isotrope pour différentes échelles d'injection	
	$l_i = [100, 200, 300, 500, 1000]$ kpc. L'échelle de dissipation est ici fixée à 10 kpc.	149
5.10	Spectre d'énergie de la turbulence homogène et isotrope dissipée à différentes échelles $l_d =$	
	[10, 20, 30, 40, 50] kpc. L'échelle d'injection est fixé à 1000 kpc.	150
5.11	Observatoire spatial Athena. Le miroir du télescope est situé à l'avant. La charge utile scienti-	
	fique est située à l'arrière. La longueur focale du télescope est de 12 mètres. Crédits : X-IFU	
	Consortium	152
6.1	Image de la partie centrale de l'amas de Persée vu par <i>Chandra</i> (J. S. SANDERS, FABIAN,	
	RUSSELL <i>et al.</i> 2016) sur laquelle est superposé le champ de vue de <i>Hitomi</i> (cadre jaune).	156
62	Centroïdes de vitesse dans le champ de vue du satellite <i>Hitomi</i> du gaz intra-amas de l'amas	
0.2	de Persée (HITOMI COLLABORATION 2016)	156
63	Spectre d'énergie du champ de vitesse et pour les différentes paramétrisations considérées dans	150
0.5	l'étude	150
6.4	The value of the second state of the second state $\lambda^{2/2} l_{\alpha} \alpha$ does a barrier de l'anne de	100
0.4	Tranches des champs de vitesses turbulents $V_{x,y,z}^{r,v,u,v}$ dans chaque direction de l'espace pour la	1 - 0
с <b>г</b>	premiere configuration de la grille d'espace reel.	159
0.5	Profils de densité du gaz intra-amas pour différentes paramétrisation du profil- $\beta$ . Les lignes	1.00
	verticales représentent les demies tailles des grilles de l'espace réel.	160
6.6	Tranches des champs de densités $\mathcal{D}_{x,y,z}^{1\beta}$ simulé dans chaque direction de l'espace pour la	
	première configuration de la grille d'espace réel.	161
6.7	Tranches des champs de densités $\mathcal{D}^{2\beta}_{x,y,z}$ simulé dans chaque direction de l'espace pour la seconde	
	configuration de la grille d'espace réel	161
6.8	Cartes des centroïdes de vitesse $C_{0\beta}^{l_i,d,\alpha}(\mathbf{x},\mathbf{y})$ pour un champ de densité homogène et pour	
	différente paramétrisation du champ turbulent $v_{\parallel}$ . Gauche : $l_i = [100, 250, 500]$ kpc. Centre :	
	$l_{\rm d} = [10, 50, 100]$ kpc. Droite : $\alpha = [3.0, 3.66, 4.33]$ .	163

~ ~	$[\nabla h d\alpha (x)]^2$	
6.9	Cartes des dispersions de vitesse $\left \sum_{0\beta}^{\nu_1,\nu_2,\nu}(\mathbf{x},\mathbf{y})\right $ pour un champ de densité homogène et pour	
	différente paramétrisation du champ turbulent $v_{\parallel}$ . Gauche : $l_i = [100, 250, 500]$ kpc. Centre :	
	$l_{d} = [10, 50, 100]$ kpc. Droite : $\alpha = [3.0, 3.66, 4.33]$ .	163
6.10	Cartes des centroïdes (gauche) et de la dispersion de vitesse (droite) du gaz d'un amas proche	
	situé à un redshift $z \sim 0.03$ . Les paramètres décrivant la turbulence sont fixés à $l_{i} = 250$ kpc,	
	$l_{\rm d} = 10$ kpc et $\alpha = 11/3$ .	164
6.11	Cartes des centroïdes (gauche) et de la dispersion de vitesse (droite) du gaz d'un amas éloigné	
	situé à un redshift $z \sim 0.1$ . Les paramètres décrivant la turbulence sont fixés à $l_{i} = 250$ kpc,	
	$l_{\rm d}=10~{\rm kpc}$ et $lpha=11/3.$	165
6.12	Fonction de structure des centroïdes de vitesse $\bar{v}_{  }$ pour les différentes paramétrisations consi-	
	dérées dans l'étude dans l'hypothèse que la distribution de gaz est uniforme	168
6.13	Carte des centroïdes de vitesse $C_{0\beta}^{l_1,10,3.66}$ , de la dispersion de vitesse le long de la ligne de visée	
	$\left[\sum_{i=2}^{l_i,10,3.66}\right]^2$ ainsi que les spectres en énergie $E_{an}$ et les fonctions de structure des centroïdes	
	$\left[-\frac{1}{2}\right]$ into $\left[\frac{1}{2}\right]$ and $\left[\frac{1}{2}\right]$ and $\left[\frac{1}{2}\right]$ and $\left[\frac{1}{2}\right]$ into $\left[\frac{1}{2}\right]$ and $\left[\frac{1}{2}\right]$ into $\left[\frac{1}{2}\right]$ and $\left[\frac{1}{2}\right]$ into $\left[\frac{1}{2}\right]$ in	
	$(i_d - 10 \text{ kpc} \text{ ct } \alpha - 11/3)$ . Les lignes pointmees représentent les predictions analytiques tanus	
	théoriques déduites de la mesure de ces quantités à partir des cartes simulées. Cauche : première	
	configuration de la grille d'espace. Droite : seconde configuration de la grille d'espace	170
6 14	Mâme chose que sur la figure 6.13, en faisant varier l'échelle de dissination à $L = 500$ kpc et	110
0.14	where chose que sur la figure 0.15, en laisant varier rechere de dissipation, a $v_i = 500$ kpc et	
	$\alpha = 11/3 : \text{ cartes } \mathcal{C}_{0\beta}^{000,t_d,3.00} \text{ et } \left[ \Sigma_{0\beta}^{300,t_d,3.00} \right] \dots $	170
6.15	Même chose que sur la figure 6.13, en faisant varier cette fois l'indice spectral $\alpha$ , à $l_i = 500$	
	kpc et $l_{x} = 10$ kpc : cartes $C^{500,10,\alpha}$ et $\left[ \sum_{n=1}^{500,10,\alpha} \right]^{2}$	171
C 1 C	$\mathbf{k}_{0} = \mathbf{k}_{0} + \mathbf{k}_{0} $	174
0.10	Spectre de puissance de l'emissivité normalisée pour différentes parametrisations du profil $-p$ .	1/4
0.17	Les lignes pointillees représentent les predictions analytiques tandis que les point noirs et les	
	zones colorees illustrent les valeurs centrales et les erreurs deduites de la mesure de ces quantites	175
6 10	a partir des cartes simulees	1/5
0.10	Spectre d'energie $E_{\bar{v}_{  }}(k_{\perp})$ . Les points noirs representent les spectres reconstruits à partir des	
	cartes de centroldes de vitesses presentees dans la figure 0.11a). Les lignes pointillees bieues	
	illustrent le spectre en energie reconstruit dans le cas nomogène (voir section 0.2.1.2). Les	170
6 10	parametres du champ de vitesse turbuient $v_{  }$ sont fixe a $l_1 = 5000$ kpc, $l_d = 10$ kpc et $\alpha = 11/3$	.1/8
0.19	Fonction de structure $\mathcal{SF}(r_{\perp})$ . Les points noirs representent les spectres reconstruits à partir	
	des cartes de centroides de vitesses presentees dans la figure 0.11a. Les lignes pointillées bleues	
	illustrent le spectre en energie reconstruit dans le cas homogene (voir section 6.2.1.2). Les	

paramètres du champ de vitesse turbulent  $v_{||}$  sont fixé à  $l_i = 500$  kpc,  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3.179$ 

## Liste des tableaux

1.1	Table des propriétés des amas de l'échantillon X-COP extraite de ECKERT, ETTORI <i>et al.</i> (2017).	25
3.1 3.2	Résumé des informations sur les observations concernant l'objet PLCK G214.6+36.9 Informations du temps effectif d'observation de PLCK G214.6+37.0 après sélection des évè- nements en fonction des détecteurs et de l'état d'activation des CCD des caméras EMOS et	51
3.3	EPN	53
	et EPN.	60
3.4	Raies d'émission de fluorescence dans la bande d'énergie $[1.1, 12.0]$ keV ainsi que leur présence en fonction des détecteurs considérés.	62
3.5	Paramètres ajustés du continuum du bruit instrumental pour les trois détecteurs de XMM-	62
3.6	Paramètres du modèle $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{continuum}}(E)$ pour les trois détecteurs de <i>XMM-Newton</i> sur les don- nées collectées dans la zone $\mathcal{Z}_{\text{noise}}$ et brillance de surface déduite. Les paramètres sans erreurs sont les paramètres fixés lors de l'ajustement. Ceux présentant des erreurs sont les paramètres	03
3.7	libres. Paramètres du modèle $\mathcal{M}_{ExG}(E)$ pour les trois détecteurs de <i>XMM-Newton</i> sur les données collectées dans la zone $\mathcal{Z}_{noise}$ et brillance de surface déduite. Les paramètres sans erreurs	71
3.8	sont les paramètres du modèle fixes lors de l'ajustement. Ceux presentant des erreurs sont les paramètres libres	72
3.9	sont les paramètres du modèle fixés lors de l'ajustement. Ceux présentant des erreurs sont les paramètres libres	73
3.10	paramètres libres. Tableau des valeurs des brillances de surface $S\mathcal{B}^{[0.5-2.0]}_{Simult}$ calculées après l'ajustement simultané des données des trois détecteurs EPIC pour chaque composante du modèle $\mathcal{M}_{CXB}(E)$ . Les	74
3.11	valeurs $\mathcal{SB}_{Indiv}^{c}$ representent les valeurs des brillances de surface calculees à l'issue des ajustements individuels. Les valeurs pour chaque modèle y sont inscrites	76
	paramètres libres	77
4.2	Valeur des $\chi_r^2$ et des $C_{\text{stat}}$ /DoF des ajustements du modèle $\mathcal{M}_{\text{tot}}$ aux données dans les dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b, pour les amas A, B et C. Les valeurs en caractères courants correspondent au cas $\chi_r^2 \sim 1$ et $C_{\text{stat}}$ /DoF $\sim 1$ . celles en gras au cas $\chi^2 \ll 1$ et	
4.3	$C_{\text{stat}}/\text{DoF} \sim 1$ et celles en bleu au cas $\chi_r^2 \ll 1$ et $C_{\text{stat}}/\text{DoF} \neq 1$	85 00
	and que les valeurs presentees dans i LANOR OULLADORATION (20130).	90

4.4	Comparaison des valeurs des redshifts des amas du système PLCK G214.6+37.0 estimées par l'analyse des données X XMM-Newton, des données photo-métriques SDSS et des données	
4 5	spectroscopique du VLT-VIMOS.	91
4.5	l'ableau des valeurs de la metalicite du gaz des amas du systeme estimees dans les zones	
	d'analyse (0, (1) et (2) lors des ajustements individuels et simultanes des données des trois	02
16	Tableau des valeurs des températures des amas du sustème estimées dans les zones d'analyse	95
4.0	alles valeurs des temperatures des anas du systeme estimets dans les zones d'analyse	
	PLANCK COLLABORATION (2013b)	95
47	Paramètres ajustés du modèle $SB_{\theta}_{\alpha}(\theta)$ ajusi que la densité au cœur déduite pour les trois	55
	amas du système PLCK G214.6+37.0	99
48	Paramètres ajustés du modèle $SB^{r_{c_2},\beta_2}(\theta)$ pour les trois amas du système PLCK (214, 6+37, 6	101
4.0	Valeurs des densités controles de $\mathcal{B}_{r_{c_1},\beta_1}(v_r)$ pour les trois amas du système rieck des des des des des sites des sources des des sources des sources des sources des sources des sources des des sources des so	
4.9	valeurs des densites centrales de gaz $n_{g,0}$ deduites des ajustements des promis $p$ et $pp$ sur les brillances de surface estimées par la statistique Cash et l'inférence bayésienne. Les valeurs de	
	PLANCK COLLABORATION (2013b) sont également présentées	103
4 10	Paramètres ajustés de la distribution uniforme et du profil 4 30 pour les trois amas du système	105
1.10	PLCK G214.6+37.0	105
4.11	Valeurs des étendues $r_{500}$ , en kpc des amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chacune des	100
	distributions de densité et de température considérées dans cette étude.	108
4.12	Valeurs des $Y_{X,r_{500}}$ des amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque distribution de	
	densité et de température considérée dans cette étude.	109
4.13	Valeurs des $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$ des amas du système PLCK G214.6+37.0 pour les distributions de densité	
	et de température considérées dans cette étude	110
4.14	Valeurs de la masse totale $M_{tot,500}$ des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque	
	distribution de température et de densité considérée dans cette étude. Les valeurs de $\mathrm{PLANCK}$	
	COLLABORATION (2013b) ainsi que celles calculées à l'aide de la loi d'échelle présenté par	
	LIEU et al. (2016) sont également données. $\ldots$	111
4.15	Masse de gaz contenu dans la sphère de rayon $r_{500}$ des amas A, B et C pour les distributions $\beta$	
	et $\beta\beta$ de densité de gaz ainsi que les valeurs obtenues par PLANCK COLLABORATION (2013b)	. 113
4.16	Fraction de gaz totale $f_{g,500}^{colo}$ des amas A, B et C du système PLCK G214.6+37.0 pour les	
	distributions $\beta$ et $\beta\beta$ de densite de gaz. Les valeurs de la fraction de gaz totale <i>Planck</i> sont	117
1 17	Calculees a partir des valeurs de masses presentees dans PLANCK COLLABORATION (2015b).	117
4.17	Fraction de gaz nyurostatique, $f_{g,500}$ , des amas A, b et c du systeme PLCK G214.0+57.0 pour les distributions de densité de gaz $\beta$ et $\beta\beta$	110
4 18	Valeurs de $(1 - b)$ des trois amas du système PICK C214 6+37. O pour chaque distribution de	110
4.10	température et de densité considérée dans cette étude	120
4.19	Valeurs de l'entropie centrale des amas A. B et C du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque	120
	distribution de température et de densité considérée dans cette étude. Les valeurs présentées	
	dans PLANCK COLLABORATION (2013b) sont également exposées.	127
4.20	Synthèse des indices récoltés lors de l'analyse de l'état dynamique du gaz des amas du système	
	PLCK G214.6+37.0. CC indique que l'amas est un amas cool-core selon l'indice. NCC signifie	
	qu'il s'agit d'un amas non cool-core et INT correspond à un comportement intermédiaire de	
	l'amas qui ne permet pas de le classer dans l'une des deux catégories	134
4.21	Séparations angulaire et diamètres angulaire observées pour chaque paire d'amas du système	
	PCLJ G214.6+37.0 ainsi que la distance co-mobile entre les deux plan de redshift des amas	
	de chaque paire d'amas de galaxies.	135
4.22	Signal tSZ déduit des données X et contribution relative de signal tSZ au signal total $\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}}$	
	mesuré par Planck Collaboration (2013b).	137

Première partie Cadre général

## Chapitre 1

# Brève introduction aux amas de galaxies

#### Sommaire

1.1	Conte	xte général	
	1.1.1	La composition de l'Univers	
	1.1.2	La toile cosmique	
1.2	Les an	nas de galaxies	
	1.2.1	Description des amas de galaxies	
	1.2.2	Les amas comme sondes cosmologiques	
		1.2.2.1 Le comptage d'amas de galaxies	
		1.2.2.2 La fraction de baryons	
		1.2.2.3 Catalogues d'amas de galaxies	
1.3	Organ	isation et objectifs de la thèse	

Tout ce que je sais, c'est que je ne sais rien, tandis que les autres croient savoir ce qu'ils ne savent pas.

#### Socrate

#### 1.1 Contexte général

L'observation des anisotropies de température et de polarisation du fond diffus cosmologique (CMB, figure 1.1) représente l'une des sondes cosmologiques les plus importantes pour définir le modèle cosmologique. La mesure du spectre de puissance de ces anisotropies (figure 1.2), par le satellite *Planck*, a permis de conforter le modèle cosmologique dit standard et d'en mesurer les paramètres cosmologiques PLANCK COLLABORATION (2016b).

Dans ce modèle, il est admit que l'univers a connu une phase d'expansion exponentielle très tôt dans son histoire, l'inflation cosmique. Cette période d'inflation permet d'expliquer la courbure spatiale est nulle ( $\Omega_k$ ) de l'Univers. De plus, elle fournit le cadre pour l'origine des perturbations de densité primordiales qui donneront naissance aux structures cosmiques tels que les amas de galaxies.

#### 1.1.1 La composition de l'Univers

La forme et l'amplitude du spectre de puissance des anisotropies du CMB sont fonctions de la composition de l'univers en photons, neutrinos, matière baryonique et matière noire. Ils sont aussi fonctions de l'évolution des perturbations de densité sous l'effet de la gravité et la compétition avec l'expansion. Les données de *Planck* permettent de déterminer la composition de l'Univers. Il se compose aujourd'hui d'environ 25.8% de matière noire et de 4.8% de matière ordinaire, nommée habituellement matière baryonique (voir figure 1.3), ainsi que de 69.4% d'une composante nommée énergie noire responsable de l'accélération récente de l'expansion de l'univers. Les deux composants dominants de l'univers ont donné son nom au modèle cosmologique  $\Lambda$ -CDM : la constante cosmologique  $\Lambda$ , rendant compte de l'Énergie Noire, et la Matière Noire Froide (CDM) non relativiste, non baryonique, n'interagissant que via la gravitation.



pérature du fond diffus cosmologique observé par le satellite *Planck* (http: //www.esa.int/ESA\_Multimedia/ Images/2013/03/Planck\_CMB).



-30

Bien que la matière ordinaire représente seulement quelques pourcent du budget énergétique total dans l'Univers, seuls les baryons sont directement observables par les photons qu'ils émettent. Ils sont présents dans différentes phases définies par la densité et la température (MARTIZZI *et al.* 2019). De nombreuses études ont été menées afin d'observer les baryons et d'en déterminer le budget total (FUKUGITA *et al.* 1998; SHULL *et al.* 2012; DE GRAAFF *et al.* 2019; TANIMURA, HINSHAW *et al.* 2019; TANIMURA, AGHANIM *et al.* 2020, e.g.).



FIGURE 1.3 – Composition de l'Univers selon les mesures de PLANCK COLLABORATION (2016b). Figure recrée de http://public.planck.fr/ multimedia/1-photographies.



FIGURE 1.4 – Budget des baryons composant la matière ordinaire. Figure recrée à partir des valeurs présentées dans DE GRAAFF *et al.* (2019).

La figure 1.4, recrée à partir des valeurs présentées dans l'étude de DE GRAAFF *et al.* (2019), montre que les galaxies et le gaz froid, principalement situé au sein des galaxies, représentent près de 9% du budget baryonique tandis que le milieu galactique froid rassemble environ 5% des baryons. Cette figure montre qu'une grande majorité des baryons observés, 64%, se trouve sous forme de gaz diffus plus ou moins froid, à des températures  $T_{\rm g} \sim 10^5 - 10^6$  K (WHIM). Enfin, environ 5% des baryons composent le milieu intra-amas (ICM) au centre des amas de galaxies. Ce milieu est chaud avec des températures  $T_{\rm g} \sim 10^7 - 10^8$  K. Les simulations numériques cosmologiques depuis l'étude de CEN & OSTRIKER (2006) s'accordent sur le fait qu'environ la moitié des baryons résident dans les filaments entre amas de galaxies sous forme de gaz tiède ( $10^5 \le t_{\rm g} \le 10^7$  K) et diffus.

#### 1.1.2 La toile cosmique

En plus de la détermination des paramètres cosmologiques, le modèle cosmologique standard,  $\Lambda$ -CDM, permet également d'expliquer la structure à grande échelle de l'univers observable et notamment la distribution de la matière. En effet, la matière noire et la matière baryonique, contenues dans les perturbations de densité visibles dans le fond diffus cosmologique, ont évolué et se structurent aujourd'hui sous la forme de ce que l'on nomme la toile cosmique. Ce processus est principalement basé sur l'effondrement gravitationnel et le principe d'instabilité gravitationnelle de Jeans. On définit les perturbations de densité par le contraste  $\delta(x)$ , tel que

$$\delta(x) = \frac{\rho(x) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \tag{1.1}$$

où  $\rho(x)$  représente la densité de matière à la position x et  $\bar{\rho}$  est la densité moyenne du champ considéré. L'équation

$$\omega_k^2 = c_s^2(t) \frac{k^2}{a^2(t)} - \frac{4\pi G \bar{\rho}_0}{a^3(t)}.$$
(1.2)

avec  $c_s$  la vitesse du son dans le milieu, k le nombre d'onde, a(t) le facteur d'échelle, G la constante gravitationnelle et  $\bar{\rho}_0$  la densité moyenne de l'Univers aujourd'hui, décrit l'évolution des sur-densités initiales de matière (voir LEQUEUX *et al.* (2005)). Le critère d'instabilité de Jeans  $\omega_k^2 < 0$ , signifie que l'effondrement gravitationnel prend le dessus sur les gradients de pression induits par le fluide couplé photons-baryons. À partir des perturbations initiées par les fluctuations quantiques du vide et amplifiées lors de l'inflation (PEACOCK 1999), le champ de densité de matière noire évolue via l'instabilité de Jeans tandis que les baryons, étroitement couplés aux photons, ne subissent pas l'effondrent gravitationnel avant la Recombinaison<sup>1</sup>.

Considérons initialement une sur-densité de matière noire ellipsoïdale. Dans un univers statique ou en expansion, ZEL'DOVICH (1970) montre que cette sur-densité s'effondrera sous l'effet de la gravité, dans un premier temps le long de son axe le plus court créant alors une nappe (« pancake »). Dans un second temps, elle s'effondrera le long de son deuxième axe le plus court, puis enfin le long de son axe le plus long pour former successivement un filament puis un noeud. L'émergence de ces différents environnements "topologiques" a été confirmée à la fois par les simulations numériques (e.g. SPRINGEL *et al.* 2005) et par l'observation de la distribution des galaxies (e.g., DE LAPPARENT *et al.* 1986).



FIGURE 1.5 – Illustration extraite de la simulation Millenium de l'évolution du champ de matière noire SPRINGEL *et al.* (2005). *Gauche* : Vue globale de la structure de la toile cosmique induite par la distribution de la matière noire. *Centre* : structure filamentaire autour d'un noeud de matière associé à un amas de galaxies. *Droite* : Zoom sur le noeud de matière noire associé à un amas de galaxies.

La figure 1.5 illustre clairement la structuration de la matière noire en une toile cosmique organisée en vides, nappes, filaments et noeuds. Ces environnements distincts peuvent être caractérisés au travers de leur contraste de densité  $\delta(x)$ . À partir de simulations numériques de la matière noire, CAUTUN, VAN DE WEYGAERT, B. J. T. JONES *et al.* (2014) ont détecté et classé les environnements de la toile cosmique à l'aide de leur algorithme NEXUS+<sup>2</sup> (CAUTUN, VAN DE WEYGAERT & B. J. JONES 2013). Ces auteurs ont réalisé une analyse de la distribution des sur-densités associées à chaque environnement et ont étudié la fraction de masse et la fraction de volume associées. Leurs résultats sont montrées sur la figure 1.6 (gauche) et (droite).

On constate que les vides sont, sans surprise, les régions pour lesquelles le contraste de densité est le plus faible  $(0.01 \le 1 + \delta \le 1)$ . Néanmoins, ces régions représentent la vaste majorité du volume de l'Univers environ 77%. En termes de masse, 15% de la toile cosmique sont associés aux vides. Les nappes présentent un contraste de densité assez faible  $(0.1 \le 1 + \delta \le 10)$ , occupent un 18% du volume et représentent 24% de la masse. Les nappes sont donc le deuxième composant majoritaire de la toile cosmique en termes de masse. Les filaments présentent une distribution de contraste de densité qui s'étend sur une large gamme de valeurs  $(0.1 \le 1 + \delta \le 100)$ . La forme de la distribution indique qu'il existerait deux catégories de filaments : des filaments peu denses  $(0.1 \le 1 + \delta \le 1)$  et des filaments denses  $(10 \le 1 + \delta \le 100)$ . Ces derniers pourraient être des ponts de matière entre des noeuds proches tels que celui détecté entre la paire d'amas A399-A401 et étudié par BONJEAN *et al.* (2018) et les références qui y sont citées. Bien que les filaments n'occupent que 6% du volume de l'Univers, ils représentent 50% de la masse de la toile cosmique. Les noeuds, quant à eux, sont les structures les plus denses de la toile cosmique avec des contrastes importants  $(10 \le 1 + \delta \le 10000)$ . Ils représentent moins de 0.1% du volume mais 11% de la masse.

<sup>1.</sup> La Recombination désigne le processus cosmologique au cours duquel les noyaux primordiaux H et He se sont combinés avec des électrons libres pour former les premiers atomes. Cela n'a été possible que lorsque la température moyenne de l'Univers a chuté bien en dessous de l'énergie de liaison des électrons, c'est-à-dire environ 380,000 ans après le Big Bang. La Recombination coïncide avec le découplage des photons, c'est-à-dire avec la libération du fond cosmique micro-onde, CMB.

<sup>2.</sup> D'autres algorithmes tel que Bisous (TEMPEL *et al.* 2016), DisPerSE (SOUSBIE 2011) ou T-ReX (BONNAIRE *et al.* 2020) ont également été développés afin d'identifier et de classer les structures de la toile cosmique.



FIGURE 1.6 – *Gauche* : Distribution du contraste de densité des environnements (noeuds, filaments, nappes et vides) identifiés par l'algorithme NEXUS+. *Droite* : Les fractions de masse et de volume occupées par les environnements de la toile cosmique. Crédits : CAUTUN, VAN DE WEYGAERT, B. J. T. JONES *et al.* (2014).

Pour observer la distribution de la matière aux grandes échelles et combiner les contraintes cosmologiques avec celles du fond diffus cosmologique, on observe la distribution des baryons dans les puits de potentiels, notamment la distribution des galaxies. C'est ce qu'a fait le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS).



FIGURE 1.7 - Distribution des galaxies dans le relevé SDSS. Crédits : M. Blanton and SDSS (https://www.sdss.org/dr14/science/orangepie/).

La figure 1.7 illustre la distribution des galaxies dans le relevé SDSS. On voit sur cette figure que les galaxies se structurent d'une façon similaire à la toile cosmique illustrée sur la figure 1.5. On observe des sur-densité

de galaxies à l'intersection de filaments. Ces sur-densités peuvent être associées aux noeuds de matière de la toile cosmique. Ce sont les amas de galaxies.

#### 1.2 Les amas de galaxies

#### 1.2.1 Description des amas de galaxies

Les amas de galaxies sont les structures les plus denses de la toile cosmique  $(1 + \delta_{noeud}(x) > 10^4$ , figure 1.6). Ce sont des structures virialisées qui se composent majoritairement de matière noire (~ 80%) et de matière baryonique sous la forme de galaxies (~ 5%) et de gaz chaud (~ 15%).



FIGURE 1.8 – Snapshots extrait de la simulation Illustris d'un système multiple d'amas de galaxies. *Gauche* : Distribution de la matière noire . *Centre* : Distribution de l'émission X traçant le gaz chaud. *Droite* : Distribution des étoiles. Les cercles blancs représentent les plus grandes galaxies dans le champ de vue. Crédit : "Illustris Collaboration / Illustris Simulation".

Les travaux de Navarro, Frenk et White (NAVARRO *et al.* (1996) et NAVARRO *et al.* (1997)) basés sur des simulations numériques, ont montré que la distribution de matière noire des halos virialisés est très bien représentée par le profil universel NFW

$$\rho_{\rm DM}(r) = \frac{\delta_c \rho_c(z)}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^1 \left(1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)\right)^2} \tag{1.3}$$

avec  $\rho_c(z)=\frac{3H(z)^2}{8\pi G}$  la densité critique de l'univers au redshift z.

Après la recombinaison, et en parallèle de la matière noire, la matière baryonnique a évolué. Dans le scénario de formation hiérarchique des structures, les baryons, sous l'effet de la gravitation, ont peuplé les halos créant tout d'abord (i.e. dans les plus petits halos) des galaxies. Ensuite les galaxies se sont regroupées et/ou ont fusionné au sein des puits de potentiel des plus grands halos de matière noire. Le gaz baryonique diffus (i.e. qui n'est pas sous forme d'étoiles ou de galaxies) s'accrète également au sein de ces halos. Ce processus de formation nous permet donc de comprendre comment les amas de galaxies se sont formés et de quoi ils se composent.

La figure 1.8 illustre la distribution de matière noire, de gaz chaud et de galaxies au sein d'un système multiple d'amas extrait de la simulation Illustris (D. NELSON *et al.* 2015). Les propriétés physiques du gaz intra-amas dépendent du potentiel gravitationnel principalement par la matière noire. En effet, lors de la formation des structures, le gaz intra-amas est chauffé par des chocs jusqu'à atteindre des températures de l'ordre de  $10^7 - 10^8$  K.

#### 1.2.2 Les amas comme sondes cosmologiques

De nombreux catalogues d'amas de galaxies ont été publiés depuis le premier établi par ABELL (1958). Ces catalogues nous permettent d'étudier la population d'amas. À l'aide de ces populations, il nous est

notamment possible d'identifier des comportements singuliers de certain amas de galaxies et/ou système d'amas. Les populations d'amas peuvent également être utilisées comme sonde cosmologique et permettent de contraindre les paramètres cosmologiques. Il existe notamment deux sondes cosmologiques basées sur les amas de galaxies : le comptage des amas et la fraction de baryons. Ici, après avoir présenté ces deux approches (voir ALLEN, EVRARD *et al.* 2011, pour une revue complète des ces approches), je décrirai brièvement les principaux catalogues ou échantillons d'amas de galaxies que j'ai utilisés lors de ma thèse (notamment pour comparer mes résultats à ceux de la littérature).

#### 1.2.2.1 Le comptage d'amas de galaxies

La formation d'amas dépend des fluctuations de densité initiales et des paramètres cosmologiques, notamment les paramètres de densité  $\Omega_i$  de l'Univers. Le nombre attendu d'amas, par tranche de redshift dz, pour un relevé de surface S s'écrit comme

$$\frac{dN}{dz} = S \frac{dV}{dz d\Omega}(z) \int_0^\infty f(M, z) \frac{dn(M, z)}{dM} dM$$
(1.4)

où  $\frac{dV}{dzd\Omega}(z)$  est l'élément de volume co-mobile au redshift z, f(M, z) est la fonction de sélection qui caractérise la limite de détection des amas de galaxies, et  $\frac{dn(M,z)}{dM}$  est la fonction de masse des halos de matière noire (i.e. le nombre de halos, à un redshift z, de masse  $M \pm dM$ ).

À partir des perturbations de densité initiales, PRESS & SCHECHTER (1974) puis SHETH *et al.* (2001) ont calculé théoriquement la fonction de masse. D'autres estimations de cette grandeur sont tirées des simulations numériques. En effet par exemple, TINKER *et al.* (2008) ont mesuré la fonction de masse des halos dans un grand ensemble de simulations cosmologiques (la figure 1.9 illustre la fonction de masse à z = 0).



FIGURE 1.9 – Fonction de masse pour une série de simulations cosmologiques pour  $\Delta = 200, 800$  et 3200 à z = 0. Les lignes pleines représentent le meilleur ajustement de la fonction de masse théorique présenté par WARREN *et al.* (2006), similaire à celle développée par SHETH *et al.* (2001). Figure extraite de TINKER *et al.* (2008).

Les masses  $M_{\Delta}$  des halos sont définies comme celles mesurées dans une sphère de rayon  $r_{\Delta}$  tel que

$$\Delta = \frac{M_{\Delta}}{\frac{4}{3}\pi R_{\Delta}^3 \Omega_{\rm m} \Delta \rho_c(z)} \tag{1.5}$$

Le scénario de formation hiérarchique des structures prédit l'existence de halos de matière noire depuis les plus petites masses de l'ordre  $10^{11} h^{-1}M_{\odot}$  jusqu'aux plus grandes de l'ordre de  $10^{15} h^{-1}M_{\odot}$ . La dépendance du comptage d'amas à la cosmologie est contenue dans l'élément de volume co-mobile ainsi que dans la fonction de masse. En effet, la distance co-mobile s'écrit, pour un univers euclidien, comme

$$\chi(z) \approx \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_{\rm m}(1+z)^3}}$$
(1.6)

avec  $\Omega_{\Lambda}$  et  $\Omega_{m} = \Omega_{dm} + \Omega_{b}$  les densités d'énergie noire et de matière, respectivement. La fonction de masse dépend aussi du paramètre de densité de matière  $\Omega_{m}$  et de la normalisation des perturbations de densité primordiales, quantifiées par le paramètre  $\sigma_{8}$ , qui caractérise l'amplitude du spectre de puissance initial à l'échelle de  $8h^{-1}$  Mpc. Ainsi il est possible de contraindre ces paramètres en comparant le nombre d'amas de galaxies prédits par la théorie à celui des amas détectés dans les données (par exemple PLANCK COLLABORATION 2014b). On peut par la suite comparer les paramètres déduits des comptages d'amas à leurs estimations à partir du CMB. La figure 1.10 illustre les premières contraintes sur les paramètres  $\Omega_{m}$  et  $\sigma_{8}$  obtenues par ALLEN, EVRARD *et al.* (2011). On voit sur cette figure que les comptages d'amas sont moins sensibles au paramètre  $\Omega_{m}$  que le CMB.



FIGURE 1.10 – Comparaison des régions de confiance  $1\sigma$  et  $3\sigma$  pour  $\Omega_m$  et  $\sigma_8$  entre l'abondance des amas de galaxies de l'échantillon d'amas MaxBCG (KOESTER *et al.* 2007) et les données *WMAP-5* (DUNKLEY *et al.* 2009). Crédits : ALLEN, EVRARD *et al.* (2011).

Il est important de noter qu'une mesure précise des redshifts et des masses ainsi que le contrôle des erreurs systématiques sur la détection des amas (la fonction de sélection) sont nécessaires pour correctement contraindre les paramètres cosmologiques à partir de l'abondance des amas de galaxies. C'est la mesure de la masse de l'amas de galaxies qui est l'élément le plus critique. En effet, dans la majorité des cas, nous ne mesurons pas la masse réelle des amas de galaxies mais seulement une approximation déduite de relations d'échelles qui relient les observables, e.g. flux SZ ou X, à la masse totale réelle. Par conséquent, il est nécessaire de calibrer cette masse "déduite" par rapport à celles d'échantillons d'amas dont les masses réelles sont connues. Aujourd'hui, c'est le lentillage gravitationnel qui nous permet de mesurer le plus fidèlement cette dernière car il donne accès à la distribution de masse totale des amas. L'émission dans les rayons X (voir section 2.3.2) et l'effet SZ, voir section 2.3.1) sont deux autres observables qui permettent toutes deux de déterminer la masse des amas. Cependant, les mesures des masses des amas à partir de ces observables reposent sur des hypothèses physiques qui ne peuvent pas être vérifiées pour chaque amas. Notamment, l'une de ces hypothèses est que l'amas est à l'équilibre hydrostatique (voir section 2.1), ce qui n'est correct que pour les amas dits « relaxés », i.e. qui n'ont pas fusionné récemment.

#### 1.2.2.2 La fraction de baryons

Une autre sonde, la fraction de baryons, peut être utilisée pour déduire, à partir des amas de galaxies, des contraintes cosmologiques. Cette fraction se définit par

$$f_{\rm b} = \frac{\Omega_{\rm b}}{\Omega_{\rm m}}.\tag{1.7}$$

La fraction de gaz des amas à un redshift z peut s'exprimer en fonction de la fraction de baryons,

$$f_{gaz} = Y_{b}(z)f_{b} \tag{1.8}$$

où  $Y_b(z)$  est le facteur de déplétion du gaz qui traduit l'histoire thermodynamique du gaz de l'amas au redshift z. La fraction de gaz dépend de la distance angulaire  $D_A(z) = a\chi(z)$  selon  $f_{gaz} \propto ((D_A(z))^{3/2}$  (voir ALLEN, RAPETTI *et al.* (2008)) et donc des paramètres cosmologiques qui interviennent dans son calcul.



FIGURE 1.11 – Comparaison des régions de confiance  $1\sigma$  et  $3\sigma$  pour  $\Omega_m$  et  $\Omega_\Lambda$  estimées à partir de la fraction de gaz des amas *Chandra* situé à z > 1.1 (ALLEN, RAPETTI *et al.* 2008), les données *WMAP-3 CMB* (SPERGEL *et al.* 2007) et les Supernovae Ia (DAVIS *et al.* 2007). Crédits : ALLEN, EVRARD *et al.* (2011).

La figure 1.11 montre, dans le cas d'une des première études statistiques, que la dégénérescence entre paramètres estimés à partir de la fraction de gaz est orientée dans un direction différente que celle déduite du CMB. Ainsi, la fraction de gaz apporte des informations supplémentaires qui conduisent à lever les dégénérescences et à des contraintes beaucoup plus précises lorsqu'elles sont combinées avec d'autres sondes. Ici encore, une mesure précise de la masse réelle des amas et de son contenu en gaz est nécessaire pour correctement contraindre les paramètres cosmologiques.

#### 1.2.2.3 Catalogues d'amas de galaxies

Les amas de galaxies sont des objets massifs et le gaz intra-amas qui les composent se trouve à des températures  $t_{\rm g} \sim 10^7 - 10^8$  K. À ces températures, le gaz intra-amas émet dans le domaine des rayons X en conséquence du rayonnement de freinage des électrons (voir section 2.3.2). Le gaz d'électrons intra-amas interagit également avec les photons du fond diffus cosmologique : c'est le signal SZ (voir section 2.3.1). De nombreux catalogues ont été construits à partir des observations de ces émissions.

Le Méta-Catalogue of X-Ray Cluster (MCXC) :

Ce catalogue, compilé par PIFFARETTI *et al.* (2011), est la fusion de 12 catalogues d'amas de galaxies tous tirés des données du relevé dans les rayons X *ROSAT* :

- i The Northern ROSAT All-Sky galaxy cluster survey (NORAS, BOHRINGER, VOGES et al. (2000)),
- ii ROSAT-ESO Flux Limited X-ray Galaxy Cluster Survey (REFLEX, BOHRINGER, SCHUECKER et al. (2004)),
- iii The ROSAT Brightest Cluster Sample (BCS, EBELING, EDGE, ALLEN et al. (2000)),
- iv The ROSAT South Galactic Pole survey (SGP, CRUDDACE et al. (2002)),
- v The ROSAT North Ecliptic Pole survey (NEP, HENRY et al. (2006)),
- vi The Massive Cluster Survey (MACS, EBELING, EDGE & HENRY (2001))
- vii Clusters In the Zone of Avoidance (CIZA, EBELING, MULLIS et al. (2002) et KOCEVSKI et al. (2007)),
- viii The 160 Square Degree ROSAT Survey (160SD, MULLIS et al. (2003)),
- ix The 400 Square Degree ROSAT Survey (400SD, BURENIN et al. (2007)),
- x The Southern High-redshift Archival *ROSAT* Cluster survey (SHARC, ROMER *et al.* (2000) et BURKE *et al.* (2003)),
- xi The Wide Angle ROSAT Pointed Survey (WARPS, PERLMAN et al. (2002) et HORNER et al. (2008)),
- xii The Einstein Observatory Extended Medium Sensitivity Survey (EMSS, GIOIA et al. (1990)).

Le catalogue MCXC regroupe 1743 amas de galaxies situés à un redshift  $z \in [0.0031, 1.261]$ . Néanmoins, on peut voir sur la figure 1.12 que la majorité des amas est à un redshift z < 0.5. Cette figure nous montre que la taille moyenne des amas de ce catalogue est  $\langle r_{500} \rangle = 808$  kpc avec une déviation standard de 222 kpc. De plus, on constate que les masses des amas de galaxies dans ce catalogue sont telles que  $9.6 \times 10^{11} \le M_{500} \le 2.2 \times 10^{15} M_{\odot}$  avec  $\langle M_{500} \rangle = (2.28 \pm 2.00) \times 10^{14} M_{\odot}$ . Ce catalogue offre donc une très grande diversité d'amas en termes de redshift, de taille et de masse.



FIGURE 1.12 – Histogrammes des valeurs des redshift gauche), de l'étendue  $r_{500}$  centre) et de la masse  $M_{500}$  droite) des 1743 amas de galaxies du méta-catalogue MCXC.

#### L'échantillon XXL-365 du relevé XXL :

Le relevé XXL (ADAMI *et al.* 2018) réalisé avec le télescope *XMM-Newton* (voir chapitre 3 pour une description de *XMM-Newton*) a été spécifiquement conçu pour fournir un échantillon d'amas de galaxies adaptés aux études cosmologiques. Cet échantillon est constitué de 365 amas et les valeurs des redshifts X ont été confirmées par spectroscopie pour 341 d'entre eux. Seulement 302 amas correspondent à des amas pour lesquels la fonction de sélection (voir 1.2.2.1) a été bien déterminée. Les auteurs ont classé ces 302 amas bien caractérisés en deux sous groupe. Le sous-groupe XXL-C1 rassemble 183 amas qui ne présentent aucune contamination par des sources ponctuelles. Les auteurs ont ensuite défini le sous-groupe XXL-C2 en tolérant une contamination de 50% par des sources ponctuelles. Ce dernier contient 119 amas de galaxies. Pour 80% des amas des deux sous-groupes, la température  $T_{X,300}$ , mesurée dans un rayon de 300 kpc autour du centre de l'amas est également déterminée.



FIGURE 1.13 – Histogrammes des valeurs des redshift *gauche*), de taille  $r_{500}$  centre) et de température  $T_{X,300}$  droite) des 302 amas de galaxies des deux sous-groupe C1 et C2 de l'échantillon XXL. Les courbes bleues (jaunes) représentent les histogrammes pour les amas de catégorie 1 (2).

La figure 1.13 montre la distribution des redshifts z, des étendues  $r_{500}$  et de la température  $T_{X,300}$  pour les deux sous-groupes C1 et C2 de l'échantillon XXL-365. Les amas de ces deux sous groupes sont situés à un redshift z < 1.25 avec une valeur médiane d'environ 0.35. On voit sur la figure que les tailles des amas C1 sont comprises entre 400 et 1200 kpc tandis que la taille moyenne des amas C2 est supérieure à 1 Mpc. Les distributions des températures des deux sous groupes sont sensiblement similaires.

#### Le XMM Cluster Outskirts Project XCOP :

Ce projet (ECKERT, ETTORI *et al.* 2017) vise à faire progresser de manière significative notre connaissance des conditions physiques dans les régions extérieures des amas de galaxies ( $r > r_{500}$ ). Il a permis notamment d'étudier les propriétés thermiques (voir chapitre 2) des amas (notamment ETTORI *et al.* 2019; GHIRARDINI, D. *et al.* 2019) jusqu'à  $r_{200}$  ainsi que d'explorer la contribution de la pression non thermique (voir chapitre 5) à la pression totale (ECKERT, GHIRARDINI *et al.* 2019) pour cet échantillon. XCOP se base sur un échantillon d'amas massifs et proches (0.04 < z < 0.1). Ces amas exceptionnels ont été sélectionnés selon plusieurs critères. Tout d'abord, ils ont été choisis en fonction du rapport S/N de leur détection dans le catalogue d'amas PSZ1 PLANCK COLLABORATION (2014c). Un rapport S/N > 12 a été imposé pour assurer la détection du flux SZ au delà de  $r_{500}$ . Compte tenu de la résolution angulaire limitée des cartes SZ reconstruites à partir des données *Planck* ( $\sim$  7 minutes d'arc) et afin de limiter la contamination du flux SZ du coeur des amas au delà de  $r_{500}$  seuls les amas de taille apparente  $\theta > 12$  minutes d'arc sont inclus dans l'échantillon XCOP. Finalement, la densité de colonne d'atomes d'hydrogène est telle que  $n_{\rm H,gal} < 10^{21}$  cm<sup>-2</sup> afin de limiter l'absorption des rayons X mous.

Name	z	SNR	$L_{X,500}$	$kT_{ m vir}$	$Y_{500}$	$M_{500}$	$R_{500}$	$ heta_{500}$	$K_0$
		Planck	$[10^{44} { m ergs s}^{-1}]$	[keV]	$[10^{-3} \operatorname{arcmin}^2]$	$[10^{14}M_{\odot}]$	[kpc]	[arcmin]	[keV cm <sup>2</sup> ]
A2319	0.0557	49.0	$5.66\pm0.02$	$9.60\substack{+0.30 \\ -0.30}$	43.17	10.56	1525	23.49	$270.23 \pm 4.83$
A3266*	0.0589	40.0	$3.35\pm0.01$	$9.45\substack{+0.35 \\ -0.36}$	23.52	10.30	1510	22.09	$72.45 \pm 49.71$
A2142*	0.090	28.4	$8.09\pm0.02$	$8.40^{+1.01}_{-0.76}$	18.54	8.51	1403	13.92	$68.06 \pm 2.48$
A2255	0.0809	26.5	$2.08\pm0.02$	$5.81\substack{+0.19 \\ -0.20}$	11.17	4.94	1172	12.80	$529.10\pm28.19$
A2029	0.0766	23.2	$6.94\pm0.02$	$8.26\substack{+0.09\\-0.09}$	12.66	8.36	1399	16.08	$10.50\pm0.67$
A85	0.0555	22.8	$3.74\pm0.01$	$6.00\substack{+0.11\\-0.11}$	16.97	5.24	1205	18.64	$12.50\pm0.53$
A3158	0.059	19.8	$2.01\pm0.01$	$4.99\substack{+0.07 \\ -0.07}$	10.62	3.98	1097	16.03	$166.01\pm11.74$
A1795	0.0622	19.3	$4.43\pm0.01$	$6.08\substack{+0.07\\-0.07}$	6.43	5.33	1209	16.82	$18.99 \pm 1.05$
A644	0.0704	17.3	$3.40\pm0.01$	$7.70\substack{+0.10 \\ -0.10}$	7.22	7.55	1356	16.82	$132.36\pm9.15$
A1644	0.0473	16.1	$1.39\pm0.01$	$5.09\substack{+0.09\\-0.09}$	13.96	4.12	1115	20.02	$19.03 \pm 1.16$
RXC J1825	0.065	15.2	$1.38\pm0.01$	$5.13\substack{+0.04\\-0.04}$	8.39	4.13	1109	14.81	$217.93 \pm 6.33$
ZwCl 1215	0.0766	$12.8^{\dagger}$	$2.11\pm0.01$	$6.27\substack{+0.32\\-0.29}$	-	5.54	1220	14.01	$163.23\pm35.62$
A780*	0.0538	_‡	$2.25\pm0.01$	$3.45\substack{+0.08\\-0.09}$	-	2.75	872	13.87	$13.31\pm0.66$

TABLE 1.1 – Table des propriétés des amas de l'échantillon X-COP extraite de ECKERT, ETTORI *et al.* (2017).

L'échantillon X-COP regroupe finalement 13 amas de galaxies dont les propriétés, extraites de l'étude réalisée

par ECKERT, ETTORI *et al.* (2017) sont résumées dans la table 1.1. Ces amas présentent des températures dans l'intervalle  $2 < kT_g < 10$  keV et des masses comprises entre  $2 \times 10^{14}$  et  $10^{15} M_{\odot}$ . À l'exception de l'amas A780 la taille  $r_500$  de ces amas est supérieure à 1.1 Mpc.

#### Les catalogues d'amas de galaxies SZ :

Depuis l'avènement des relevés à haute résolution angulaire pour l'observation du CMB, des catalogues d'amas de galaxies sélectionnés via l'effet SZ sont disponibles, notamment ceux du satellite Planck (PLANCK COLLABORATION 2011; PLANCK COLLABORATION 2014c; PLANCK COLLABORATION 2016a). Je décrirai, dans la section 2.3.1.2, la détection des amas dans les données *Planck*. D'autres relevés SZ d'amas de galaxies ont été réalisés à l'aide du télescope Atacama Cosmology (ACT, HASSELFIELD *et al.* 2013) et du télescope du pôle Sud (SPT, REICHARDT *et al.* 2013; BLEEM *et al.* 2015). Ces catalogues ont été utilisés pour étudier la physique des amas de galaxies (par exemple ADAM, COMIS, MACIAS-PEREZ *et al.* 2015; ADAM, COMIS, BARTALUCCI *et al.* 2016; RUPPIN, ADAM *et al.* 2017; ROMERO *et al.* 2018; RUPPIN, MAYET *et al.* 2018) et leurs implications cosmologiques (par exemple PLANCK COLLABORATION 2014b; PLANCK COLLABORATION 2016d; SALVATI *et al.* 2018).

#### 1.3 Organisation et objectifs de la thèse

Mon travail de thèse concerne l'étude des amas de galaxies. Il s'organise autour de deux axes : l'étude détaillée d'un système triple d'amas de galaxies à partir de l'analyse des données X et l'étude théorique de l'impact de la turbulence dans le milieu inter-amas.

Dans un premier temps, j'introduis, dans le chapitre 2, les éléments théoriques liés aux propriétés physiques des amas de galaxies nécessaires à la mesure de la pression thermique du gaz intra-amas et à sa brillance X. Par la suite dans le chapitre 3, je décris dans le détail la réduction des données X prises avec *XMM-Newton* ainsi que les modélisations du bruit instrumental et astrophysique. Dans le chapitre 4, je présente l'analyse complète de ces données pour le système triple d'amas de galaxies détecté dans les données *Planck* (S/N = 5.0) : PLCKG G214.6+37.0. Ce système a fait l'objet d'une première étude multi-longueur d'onde PLANCK COLLABORATION (2014a) et PLANCK COLLABORATION (2013b) montrant que les amas A, B et C qui le composent sont à un redshift z = 0.445, z = 0.481, z = 0.459, respectivement. Les auteurs n'ont pas écarté la possibilité que les trois amas fassent partie de la même structure. L'objectif de la ré-analyse que je présente dans la suite du manuscrit est de pousser plus avant aussi bien la réduction des données que l'analyse du système triple et des amas qui le composent pour conclure quant à l'état dynamique (relaxé ou non) sur la base de plusieurs proxies (entropie, profil de température, abondance en métaux, etc.), la structuration (redshift, masses, etc.), le biais hydrostatique, la fraction de gaz.

L'analyse du système triple PLCK G214.6+37.0 ainsi que les analyses des amas de galaxies sont effectuées dans l'hypothèse où seule la pression thermique contribue à l'équilibre hydrostatique du gaz intra-amas. Cependant, plusieurs indices révèlent la présence de processus non-thermiques. La seconde partie du travail de thèse porte sur l'un des processus physiques contribuant à la pression non-thermique dans les amas de galaxies en me focalisant sur les mouvements turbulents du gaz intra-amas. Dans le chapitre 5, je présente brièvement les différents processus et j'introduis la théorie de la turbulence isotrope et homogène. Je définis et me concentre sur deux traceurs observationnels d'un champ de vitesse turbulent à savoir les centroïdes de vitesse ainsi que la dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée. Pour finir, dans le chapitre 6, dans un cadre simplifié d'observations spatiales en rayons X, je prédis analytiquement le spectre de puissance et la fonction de structures et les compare aux reconstructions à partir de simulations du champ de vitesse turbulent. Je montre que les deux approches, prédiction et reconstruction, sont en parfait accord en particulier dans le cas de l'observation d'un amas proche.

## Deuxième partie

## Processus Thermiques du Gaz Intra-Amas

### Chapitre 2

## Pression thermique dans les amas de galaxies

#### Sommaire

2.1	L'équi	ilibre hydrostatique					
2.2	Propri	iétés thermiques du gaz intra-amas					
	2.2.1	La densité du gaz intra-amas					
		2.2.1.1 Le profil- $\beta$					
		2.2.1.2 Le double profil- $\beta$ et généralisation					
		2.2.1.3 Le profil de Vikhlinin					
	2.2.2	La température du gaz intra-amas					
	2.2.3	La pression du gaz intra-amas					
2.3	Obser	ver l'émission thermique des amas de galaxies					
	2.3.1	Le signal Sunyaev Zel'dovich					
		2.3.1.1 Modélisation du signal tSZ d'un amas de galaxies					
		2.3.1.2 Détection des amas dans les données <i>Planck</i>					
	2.3.2	Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)					
		2.3.2.1 L'émissivité d'un plasma					
		2.3.2.2 La brillance de surface					

Nous menons notre vie quotidienne sans presque rien comprendre au monde qui est le nôtre. Nous accordons peu de pensées à la machine qui engendre la lumière du Soleil, rendant ainsi la vie possible, à la gravité qui nous colle à une Terre qui, autrement, nous enverrait tournoyer dans l'espace, ou aux atomes dont nous sommes faits et dont la stabilité assure notre existence. À l'exception des enfants, peu d'entre nous passent beaucoup de temps à se demander pourquoi la nature est telle qu'elle est.

#### Stephen Hawking

Dans le chapitre 1 j'ai mis en avant le contexte astrophysique et cosmologique ainsi que mon intérêt particulier pour les amas de galaxies. Ces objets astrophysiques sont extrêmement complexes de par leur composition ainsi que par la multitude de processus qui prennent place en leur sein. Le travail que j'ai effectué pendant ma thèse se focalise en particulier sur le gaz chaud résidant dans ces structures. Dans ce chapitre, je m'intéresse plus particulièrement à la pression thermique de ce dernier et comment elle est mesurée. Je discuterai la contribution des mouvements turbulents à la pression non-thermique dans le chapitre 5. Je commence par décrire l'hypothèse d'équilibre hydrostatique et je présente ensuite les principales propriétés thermiques des amas de galaxies ainsi que les modèles qui les décrivent. Je finis par présenter deux sondes de ce gaz : l'effet Sunyaev Zel'dovich (SZ) et le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

#### 2.1 L'équilibre hydrostatique

Au sein des amas de galaxies, une compétition entre la gravitation, induite par la matière (noire et ordinaire), et la pression, engendrée par l'agitation de la matière ordinaire, prend place. Cette compétition est décrite par l'équation d'Euler :

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\nabla\Phi - \frac{1}{\rho_{\rm g}}\nabla P_{\rm tot} \tag{2.1}$$

où  $\Phi$  est le potentiel gravitationnel, P la pression et dv/dt la dérivée Lagrangienne de la vitesse. La condition d'équilibre hydrostatique est représentée par

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = 0 \tag{2.2}$$

qui implique que l'accélération Lagrangienne du gaz intra-amas est nulle. Cette hypothèse est un des éléments clés pour mesurer la masse de l'amas de galaxies, qui est l'une des propriétés cruciale pour caractériser un amas que se soit en astrophysique ou en cosmologiques (voir section 1.2). Au regard de l'équation 2.1, l'hypothèse d'équilibre hydrostatique du gaz signifie que les forces gravitationnelles dues au puits de potentiel de matière noire auxquelles est soumis le gaz sont équilibrées par le gradient de pression de ce dernier. Dans un premier temps, seule une contribution thermique de la pression est considérée ce qui mène à

$$\nabla P_{\rm th}(\boldsymbol{r}) = \rho_{\rm g}(\boldsymbol{r}) \nabla \Phi(\boldsymbol{r}) \tag{2.3}$$

avec  $P_{\rm th}$  la pression du gaz causée par les processus thermiques en jeu au sein du gaz intra-amas,  $\Phi$  le potentiel de la matière totale qui satisfait l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G(\rho_{\rm dm} + \rho_{\rm g}) = 4\pi G \rho_{\rm tot}.$$
(2.4)

En supposant que la distribution du gaz soit à symétrique sphérique, il est possible de définir les gradients de la pression et du potentiel gravitationnel tels que

$$\frac{dP_{\rm th}}{dr} = \frac{d(kTn_{\rm g})}{dr} \tag{2.5a}$$

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{GM(r)}{r^2}.$$
(2.5b)

M(r) représente la masse totale,  $n_{\rm g} = \rho_{\rm g}/\mu m_p$  la densité du gaz intra-amas,  $m_p$  la masse du proton et  $\mu$  la masse moléculaire du gaz considéré. La résolution de l'équation 2.3, en y substituant les équations 2.5a et 2.5b, permet de calculer la masse totale de l'amas,

$$M_{\text{tot}}(r) = -\frac{kT(r)r}{\mu m_{\text{p}}G} \left[ \frac{d\ln\rho_{\text{g}}}{d\ln r} + \frac{d\ln T}{d\ln r} \right].$$
(2.6)

Pour les amas de galaxies dit « relaxés », i.e. dont le gaz intra-amas n'est pas perturbé, les hypothèses ci-dessus sont une représentation raisonnable de l'état du gaz. Cependant, pour des amas perturbés, ces hypothèses ne sont pas satisfaites, et le calcul de la masse hydrostatique établi par l'équation 2.6 pourrait fournir une estimation biaisée de la masse gravitationnelle réelle (voir chapitre 4 section 4.4.3). Néanmoins, la masse hydrostatique, sous ces hypothèses, s'exprime en fonction de la densité du gaz intra-amas et de sa

température uniquement. Dans la section 2.3.2, nous verrons que l'émissivité X causée par le rayonnement de freinage dépend de ces deux quantités. Ainsi les observations X du système PLCK G214.6+37.0, à l'étude dans cette thèse, nous donneront accès à une mesure de la masse des amas le composant.

Dans la suite de ce chapitre, je présenterai plus en détail la modélisation des propriétés physiques des amas qui interviennent dans la détermination de la masse hydrostatique. Je présenterai aussi un profil universel de la pression du gaz intra-amas.

#### 2.2 Propriétés thermiques du gaz intra-amas

#### 2.2.1 La densité du gaz intra-amas

Dans la section **??**, la figure **??** nous montre, à partir d'une simulation numérique, que la matière noire s'agence sous la forme d'un réseau appelé toile cosmique composé de vides, de nappes, de filaments et de nœuds. La distribution de matière noire au sein de ces derniers suit un profil-NFW (voir équation 1.3). Comment le gaz intra-amas se distribue au sein de ce halo de matière noire ? la figure 2.1 illustre une portion de la simulation ILLUSTRIS de la densité de gaz d'un système multiple d'amas. On remarque directement que ce gaz se distribue de manière beaucoup plus diffuse que la matière noire.

Je présenterai dans cette section trois profils de densité communément utilisés dans la littérature pour modéliser la densité du gaz intra-amas. J'avancerai quelques arguments préliminaires qui m'ont poussé à sélectionner deux d'entre eux pour mon étude du système triple PLCK G214.6+37.0



FIGURE 2.1 – Snapshot de la distribution de gaz d'un système multiple d'amas de galaxies extrait de la simulation Illustris. Les cercles blancs représentent les plus grandes galaxies dans le champ de vue. Crédit : "Illustris Collaboration / Illustris Simulation".

#### **2.2.1.1** Le profil- $\beta$

En 1976 les travaux de CAVALIERE & FUSCO-FEMIANO (1976) eurent un impact majeur sur l'étude des amas de galaxies. Ils ont travaillé dans l'hypothèse que le gaz intra-amas et les galaxies sont en équilibre dans le même potentiel  $\Phi(r)$ . Ainsi

$$\frac{k}{\mu m_{\rm p} n_{\rm g}} \frac{dn_{\rm g}}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} = \frac{1}{\rho_{\rm gal}} \frac{d \ \sigma_{\rm \Gamma}^2 \rho_{\rm gal}}{dr},\tag{2.7}$$

avec  $n_{\rm g}$  et  $\rho_{\rm gal}$  les distributions du gaz et des galaxies. Pour un gaz isotherme, cette équation donne

$$\frac{n_{g}(r)}{n_{g}(0)} = \left[\frac{\rho_{gal}(r)}{\rho_{gal}(0)}\right]^{\beta} \quad \text{avec } \beta = \frac{\mu m_{p} \sigma_{\Gamma}^{2}}{kT}$$
(2.8)

Cependant la distribution des galaxies n'est pas décrite par un modèle analytique simple. CAVALIERE & FUSCO-FEMIANO (1976) proposèrent l'approximation  $\rho_{gal}(r) = \rho_{gal}(0)[1 + (r/r_c)^2]^{-3/2}$  où  $r_c$  est le rayon de coeur et qui donne le modèle- $\beta$  simple pour la densité de gaz tel qu'il est encore défini aujourd'hui :

$$n_{\rm g}(r) = n_{\rm g}(0) \left[ 1 + \left(\frac{r}{r_{\rm c}}\right)^2 \right]^{-\frac{3\beta}{2}}.$$
 (2.9)

Les travaux de CAVALIERE & FUSCO-FEMIANO (1976) ont présenté ce premier modèle en se basant sur la distribution des galaxies. Il s'avère que ce modèle est aussi une bonne représentation de la distribution de la densité du gaz intra-amas. Est-ce qu'un profil similaire peut être dérivé du profil NFW de la densité de matière noire? Les travaux présentés dans MAKINO *et al.* (1998) ont permit de déterminer une forme analytique pour la distribution de matière à partir du profile NFW de matière noire. Dans la suite de ce paragraphe, je reprends
une partie de leur raisonnement.

On considère ici le cas d'un nuage sphérique de gaz de température  $T_X$ . Ainsi, la distribution de densité de ce gaz, dans l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique, satisfait

$$\frac{d\ln\rho_{\rm g}}{dr} = -\frac{kT_{\rm X}}{\mu m_{\rm p}} \frac{GM_{\rm tot}(r)}{r^2}.$$
(2.10)

Si on considère que la contribution des galaxies et du gaz résidant au sein du halo de matière noire à la masse totale est négligeable, alors l'équation 2.6 s'écrit, pour un halo de matière noire modélisé par le profil NFW (équation 1.3) :

$$M_{\text{tot}}(r) = 4\pi \delta_{\text{c}} \rho_{\text{c}}(z) r_{\text{s}}^{3} \left[ \ln \left( 1 + \frac{r}{r_{\text{s}}} \right) - \frac{r}{r + r_{\text{s}}} \right].$$
(2.11)

Il est alors possible de résoudre l'équation 2.10 en y substituant la forme analytique de M(r) présentée dans 2.11 :

$$\rho_{\rm g}(r) = \rho_{g0} \ e^{-\frac{27b}{2}} \left(1 + \frac{r}{r_{\rm s}}\right)^{\frac{27br}{2r_{\rm s}}} \tag{2.12}$$

avec  $\rho_{g0}$  la densité de gaz au centre de l'amas et

$$b(M_{tot}) = \frac{8\pi G\mu \ m_p \delta_c M_{tot}(r) \rho_{c0} r_s^2}{27k T_X}$$
(2.13)

Il est attendu que la température  $T_{\mathbf{X}}$  du gaz soit équivalente à la température viriel du halo de matière noire  $T_{\text{vir}}(M)$ . Ainsi, on a

$$kT_{\rm vir}(r) = \gamma \frac{G\mu m_{\rm p} M_{\rm tot}(r)}{3r}$$
(2.14)

avec  $\gamma$  un facteur déterminé par l'efficacité du choc à chauffer le gaz. Ce résultat permet d'exprimer le paramètre b en fonction du rayon r:

$$b(r) = \frac{2}{9\gamma} \frac{r}{r_{\rm s}} \left[ \ln \left( 1 + \frac{r}{r_{\rm s}} \right) - \frac{r}{r + r_{\rm s}} \right]^{-1}$$
(2.15)

Si on considère que le gaz intra-amas est isotherme, on peut définir la température du gaz  $T_{X} = T_{vir}(r_s)$ . Ainsi  $b = 1.15/\gamma$ .

MAKINO *et al.* (1998) montrent que les profils de densité de gaz décrits par l'équation 2.12 sont très bien décrits par le profil- $\beta$  simple :

$$\rho_g(r) = \rho_{g0} A(b) \times \left[ 1 + \left(\frac{r}{r_{c,eff}}\right)^2 \right]^{-\frac{3\beta_{eff}}{2}}$$
(2.16)

avec A(b) = -0.178b + 0.982,  $r_{c,eff} = 0.22r_s$  et  $\beta_{eff} \approx 1/\gamma$ . Ce résultat analytique est en accord avec les résultats présentés dans EKE *et al.* (1998) basés sur des simulations numériques.

De nombreuses études des amas de galaxies dans le domaine de l'émission X et/ou par le signal tSZ provenant de ces structures ont été effectuées en modélisant la densité du gaz par ce profil- $\beta$ . C'est le cas des travaux de BONAMENTE *et al.* (2008), ARNAUD *et al.* (2010) et LOVISARI *et al.* (2015), par exemple.

#### 2.2.1.2 Le double profil- $\beta$ et généralisation

Les travaux de ETTORI (2000) montrent que, pour certains amas de galaxies, le profil- $\beta$  n'est pas une assez bonne représentation de l'émission du gaz au coeur de l'amas qui se trouve, en présence de courants de refroidissement à une température  $T_{core}$  jusqu'à deux fois plus basse que la température  $T_x$  dans le reste de l'amas. PRATT, G. W. & ARNAUD, M. (2002) ont examiné la validité d'un double profil- $\beta$ , appelé (« profil- $\beta\beta$  », équation 2.17), comme représentation de la brillance de surface X mesurée par *XMM-Newton* de l'objet A1413. Il en résulte que ce modèle décrit plus fidèlement l'excès d'émission X mesuré au coeur de l'amas.



FIGURE 2.2 – Profils de la brillance de surface de 18 des 20 groupes de galaxies extraits de l'étude de LOVISARI *et al.* (2015).

$$\rho_g(r) = \left[\rho_{g0,1}^2 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{c_1}}\right)^2\right)^{-3\beta_1} + \rho_{g0,2}^2 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{c_2}}\right)^2\right)^{-3\beta_2}\right]^{\frac{1}{2}}$$
(2.17)

D'autres travaux, notamment ceux de LOVISARI *et al.* (2015), ont ajusté les profils  $\beta$  et  $\beta\beta$  afin de modéliser la brillance de surface d'un échantillon de 20 groupes de galaxies situés à des redhsifts  $z \in [0.010 - 0.035]$ . Au vu des observations de cet échantillon (voir Fig. 2.2), le double profil- $\beta$  permet de modéliser plus fidèlement la distribution plus piquée de la densité au centre des groupes ainsi que la distribution étalée en périphérie. Ce profil- $\beta\beta$  peut être généralisé à un profil- $N\beta$  tel que :



FIGURE 2.3 – Profils de densité des amas de l'échantillon XCOP. Crédits : GHIRARDINI, D. *et al.* (2019).

$$\rho_g(r) = \left[\sum_{i}^{N} \rho_{g0,i}^2 \left(1 + \left(\frac{r}{r_{c_i}}\right)^2\right)^{-3\beta_i}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

Ainsi le profil- $\beta$  correspond au cas N = 1 et le profil- $\beta\beta$  au cas N = 2. Cependant ce modèle comprend 3N paramètres. Ainsi, il nécessite des observations résolues spatialement afin de pouvoir extraire un grand nombre de points de mesure. GHIRARDINI, D. *et al.* (2019) ont ajusté ce profil- $N\beta$  afin de modéliser la densité du gaz intra-amas des amas de galaxies de l'échantillon XCOP. La figure 2.3 présente les profils de densité des 12 amas de galaxies de cet échantillon ainsi que le meilleur ajustement du profil-nB pour chacun d'entre eux.

On remarque que le modèle-N $\beta$  ajuste parfaitement les profils de densité des amas pour des rayons tel que  $0.04r_{500} \le r \le r_{500}$ . Pour  $r > r_{500}$ , le résidu de l'ajustement n'excède pas 20%. Cependant les amas XCOP sont des amas proches et très massifs et qui ont bénéficié d'observations longue durée par le satellite *XMM-Newton*. C'est pour ces raisons qu'il a été possible d'ajuster ce modèle au grand nombre de paramètres sur cet échantillon. '

#### 2.2.1.3 Le profil de Vikhlinin

Un troisième profil est également largement utilisé pour modéliser la distribution de densité du gaz intra-amas. Afin de reproduire le comportement en loi de puissance de la densité, au coeur de 13 amas observés par l'observatoire *Chandra* et situés à des redshift  $z \in$ [0.0153 - 0.2302], VIKHLININ, A. KRAVTSOV et al. (2006) ont proposé une modification du profil- $\beta$  telle que

$$\rho_{\rm g}(r) = \rho_{\rm g,0} \left(\frac{r}{r_{\rm c}}\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\rm c}}\right)^2\right)^{-\frac{3\beta}{2} + \frac{\alpha}{2}}.$$
 (2.19)

Ils ont également observé que le profil de brillance de surface devenait plus raide pour un rayon supérieur à un rayon caractéristique  $r_a$ . Ils ont donc ajouté un terme supplémentaire au profil décrit par l'équation 2.19 et on peut alors écrire le profil de densité comme



FIGURE 2.4 – Ajustement simultané des profils de densité des amas de l'échantillon XCOP par le modèle de Vikhlinin (équation 2.21). Crédits : GHIRARDINI, D. *et al.* (2019).

$$\rho_{\mathbf{g}}(r) = \rho_{\mathbf{g}0} \left(\frac{r}{r_{\mathbf{c}}}\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\mathbf{c}}}\right)^2\right)^{-\frac{3\beta}{2} + \frac{\alpha}{2}} \times \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\mathbf{a}}}\right)^\gamma\right)^{-\frac{\epsilon}{2\gamma}}$$
(2.20)

avec  $\epsilon$  un paramètre quantifiant le changement de pente et  $\gamma$  contrôlant la largeur de la région de transition entre les deux pentes. Finalement, ils ont ajouté un profil- $\beta$  supplémentaire afin d'accroître la précision de la modélisation du centre de l'amas. Le profil complet présenté par VIKHLININ, A. KRAVTSOV *et al.* (2006) s'écrit alors

$$\rho_{g}(r) = \left[\rho_{g0,1}^{2} \left(\frac{r}{r_{c,1}}\right)^{-\alpha} \left(1 + \left(\frac{r}{r_{c,1}}\right)^{2}\right)^{-3\beta_{1} + \frac{\alpha}{2}} \times \left(1 + \left(\frac{r}{r_{a}}\right)^{\gamma}\right)^{-\frac{\epsilon}{2\gamma}} + \rho_{g0,2}^{2} \left(1 + \left(\frac{r}{r_{c,2}}\right)^{2}\right)^{-3\beta_{2}}\right]^{\frac{1}{2}}$$
(2.21)

Le modèle analytique présenté par l'équation 2.21 présente 11 paramètres et permet d'ajuster indépendamment les régions internes et externes de l'amas. Néanmoins, ces paramètres sont fortement corrélés ce qui peut conduire à une dégénérescence des valeurs estimées. Dans l'analyse des propriétés physiques des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 aux chapitres suivants, en raison de la faible résolution spatiale des données et dans un souci de précision dans l'estimation des paramètres du profil de densité du gaz intra-amas, je ne considérerai pas ce profil. En revanche, je le prendrai en compte lors de mon étude des mouvements turbulents dans le milieu intra-amas.

## 2.2.2 La température du gaz intra-amas



FIGURE 2.5 – Snapshot de la distribution de température issue de la simulation Illustris. Les cercles blancs représentent les galaxies principales dans le champ de vue. Crédit : Illustris Collaboration" / "Illustris Simulation.

De nombreuses études du gaz des amas de galaxies sont effectuées dans l'hypothèse d'isothermalité. Néanmoins, les simulations numériques nous indiquent que cette hypothèse ne représente pas la réalité. La figure 2.5 illustre la distribution de la température d'un système multiple d'amas de galaxies. On remarque que l'approximation isotherme du gaz intra-amas dans la région centrale des amas reste valide, mais cette dernière devient rapidement erronée en s'éloignant du centre des amas. De plus, de nombreux amas de galaxies exhibent une température plus faible au coeur (voir figures 2.6, ??). Dans le chapitre 4, je montrerai que l'hypothèse d'isothermalité impacte fortement l'estimation des propriétés physiques des amas telles que leurs étendue, masse, pression, entropie ou fraction de gaz, par exemple.

À ce jour, il n'existe pas de profil universel de température. De nombreuses études ont utilisé une loi polytropique  $T_{\mathbf{X}}(r) \propto [\rho_{\mathbf{g}}(r)]^{\gamma-1}$  pour modéliser le profil de température du gaz (MARKEVITCH, VIKHLININ *et al.* 1999; FINOGUENOV *et al.* 2001; PRATT, G. W. & ARNAUD, M. 2002, e.g.). Plu-

sieurs tentatives de modélisation empirique du profil de température du gaz intra-amas ont été entreprises. DURRET *et al.* (2005), dans leurs travaux sur l'amas de galaxies Abell 85 ont ajusté le profil de température de ce dernier suivant le profil :

$$T(r) = T_0 + 2T_0 \frac{\left(\frac{r}{r_{\rm t}}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \left(\frac{r}{r_{\rm t}}\right)^2}$$
(2.22)

avec  $T_0$  la température au centre de l'amas et  $r_t$  un paramètre d'échelle. Ce profil, dont l'universalité n'est pas établie à ce jour, exhibe une diminution de la température du gaz vers le centre de l'amas. Il montre également un plateau ainsi qu'une diminution lente vers l'extérieur de l'amas. La figure 2.6 présente le profil de température de l'amas A85 observé avec XMM-Newton, Chandra et BeppoSAX. Le profil, défini par l'équation 2.22, rend parfaitement compte des données de XMM-Newton.

VIKHLININ, A. KRAVTSOV *et al.* (2006) ont observé que les 13 amas de leur échantillon présentaient le même comportement. Le profil de température présente un pic au alentours de  $[0.1 - 0.2]r_{200}$  décroît à grand rayon pour atteindre 50% de la valeur maximale proche de  $0.5r_{200}$ . De plus ils ont également observé une diminution de la température au centre de l'amas due vraisemblablement à un refroidissement radiatif. Afin de modéliser ce comportement, les auteurs ont défini le profil de température

$$T(r) = T_0 \frac{\left(\frac{r}{r_{\rm t}}\right)^a}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{\rm t}}\right)^b\right)^{\frac{c}{b}}} \times \frac{\frac{T_{\min}}{T_0} + \left(\frac{r}{r_{\rm cool}}\right)^{a_{\rm cool}}}{1 + \left(\frac{r}{r_{\rm cool}}\right)^{a_{\rm cool}}}.$$

$$(2.23)$$

présentant neuf paramètres.



FIGURE 2.6 – Température du gaz de l'amas A85 obtenue avec *XMM-Newton* (cercle noir), *Chandra* (cercle vert) et *BeppoSAX* (carré bleu). Le profil est ajusté sur les données *XMM-Newton*. Crédits : DURRET *et al.* (2005).

Néanmoins et à nouveau, en raison du grand nombre de paramètres que présente ce modèle, une dégénérescence élevée dans l'estimation des valeurs des paramètres est attendue si le nombre de points de données n'est pas suffisamment grand. La figure 2.7 (gauche) présente les profils de température des amas à l'étude dans VIKHLININ, A. KRAVTSOV *et al.* (2006). On observe que le profil présenté par VIKHLININ, A. KRAVTSOV *et al.* (2006) rend très bien compte des données de tout les amas présentés. Ce profil à également été utilisé par GHIRARDINI, D. *et al.* (2019) pour ajuster simultanément les profils de température des 12 amas de l'échantillon XCOP (Fig. 2.7, droite). On observe sur cette figure que le modèle développé par VIKHLININ, A. KRAVTSOV *et al.* (2006) permet un très bon ajustement du profil de température moyen des amas XCOP.



FIGURE 2.7 – Gauche : Profil de température des 13 amas de l'échantillon (croix noires). Les lignes pleines rouges et bleues présentent le meilleur ajustement du modèle (équation 2.23) et sa projection, respectivement. Les lignes pointillées illustrent l'intervalle de confiance à  $1\sigma$ . Crédits : VIKHLININ, A. KRAVTSOV *et al.* (2006). *Droite* : Ajustement simultané des profils de densité des amas de l'échantillon XCOP par le modèle défini par l'équation 2.23. Crédits : GHIRARDINI, D. *et al.* (2019).

GASTALDELLO, BUOTE *et al.* (2007) propose un autre modèle de profil radial pour la température, combinant deux lois de puissance liées par un comportement exponentiel (équation 2.24).

$$T(r) = T_0 + T_1 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{p_1} e^{-\left(\frac{r}{r_p}\right)^{\gamma}} + T_2 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{p_2} \left(1 - e^{-\left(\frac{r}{r_p}\right)^{\gamma}}\right)$$
(2.24)

 $T_0$  est la température au coeur de l'amas et  $r_0$  donne le rayon caractéristique pour lequel la température atteint sa valeur maximale. Les paramètres  $p_1$  et  $p_2$  contrôlent la pente des deux lois de puissance. Les paramètres  $r_p$  et  $\gamma$  définissent la largeur et l'amplitude du régime de transition du modèle. LOVISARI *et al.* (2015) ont utilisé

les profils développés par DURRET *et al.* (2005) (équation 2.22) et GASTALDELLO, BUOTE *et al.* (2007) (équation 2.24). Ils ont montré que ces deux modèles ajustent très bien les profils de température des amas de leur échantillon (voir figure 2.8). Sur cette figure, on remarque également que les profils de température varient beaucoup d'un groupe de galaxies à l'autre. Il est probable que ces différences soient dues à l'histoire thermique des ces objets.



FIGURE 2.8 – Profils de la température de 18 des 20 groupes de galaxies de l'étude de LOVISARI *et al.* (2015). Crédits : LOVISARI *et al.* (2015)

La connaissance de la distribution radiale des températures au sein des amas de galaxies est centrale pour le calcul de la masse hydrostatique de ces structures (voir équation 2.3). Les études citées ci-dessus nous ont montré que l'hypothèse d'isothermalité du gaz n'est pas assurée. Par ailleurs, les modèles définis par les équations 2.24 et 2.23 mettent en jeu un très grand nombre de paramètres. Leur ajustement aux données n'est donc possible que si le nombre de points de données est élevé et que l'estimation des températures est précise. Pour cela, il est donc nécessaire d'avoir accès à des observations présentant une bonne résolution spatiale ainsi que d'une statistique importante, i.e. un temps d'observation élevé. Les observations à ma disposition du système PLCK G214.6+37.0 me permettront uniquement de faire usage du profil défini par DURRET *et al.* (2005) (équation 2.22) que je généraliserai (voir section 4.3.2).

#### 2.2.3 La pression du gaz intra-amas

La pression est une propriété centrale dans l'étude du gaz intra-amas et plusieurs sondes nous permettent de calculer, directement ou indirectement, cette pression. En effet, la pression peut être mesurée directement par la déprojection du signal tSZ (voir section 2.3.1). La pression peut être également être déduite de la mesure des profils de densité et de température obtenus par l'analyse de l'émission X des amas de galaxies (voir section 2.3.2). Ces deux sondes dépendent différemment de la densité et température. Ainsi l'étude des pressions déduites de ces deux signaux nous donne accès à des informations complémentaires sur le gaz intraamas.

A partir de la distribution de densité de gaz  $n_g(r)$ et celle de la température T(r), on définit la pression d'un gaz  $P_g(r)$  telle que

$$P(r) = T_g(r) \times n_e(r). \tag{2.25}$$

Les travaux de NAGAI, A. V. KRAVTSOV *et al.* (2007), à partir de simulations numériques et d'ob-



servation d'amas par *Chandra*, définissent un profil universel de la pression du gaz dans un halo de matière noire. Ils avancent que la pression du gaz est uniquement causée par le potentiel gravitationnel de matière noire. Ainsi ils ont paramétré un profil généralisé de pression d'un gaz à partir du profil NFW de la matière noire, nommé GNFW, tel que :

$$\mathbb{P}(r) = P_0 \times \left(\frac{r}{r_{\rm s}}\right)^{-\gamma} \left(1 + \left(\frac{r}{r_{\rm s}}\right)\right)^{-\frac{\beta - \gamma}{\alpha}}$$
(2.26)

avec  $r_s = r_{500}/c_{500}$  et les paramètres ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ) sont respectivement la pente centrale ( $r \ll r_s$ ), la pente intermédiaire ( $r \sim r_s$ ) et la pente extérieure ( $r \gg r_s$ ) du profil.

ARNAUD *et al.* (2010) ont ajusté le modèle GNFW sur les profils de pression des amas de l'échantillon REXCESS (BÖHRINGER, H. *et al.* 2007), constitué de 33 amas de galaxies observés par *XMM-Newton* et situés à des redshifts z < 0.2. Les paramètres du meilleur ajustement du modèle sont alors :

$$[P_0, c_{500}, \gamma, \alpha, \beta] = [8.403h_{70}^{-3/2}, 1.117, 0.3081, 1.0510, 5.4905]$$
(2.27)

À partir de cette forme fonctionnelle, ARNAUD *et al.* (2010) ont exprimé le profil de pression du gaz intra-amas en fonction de la masse et du redshift, tel que :

$$P(r) = P_{500} \left( \frac{M_{500}}{4 \times 10^{14} \ h_{70}^{-1} \ M_{\odot}} \right)^{0.12 + \alpha_{\rm p}'(r)} \times \mathbb{P}(r)$$
(2.28)

avec

$$P_{500} = 1.65 \times 10^{-3} h(z)^{\frac{8}{3}} \times \left(\frac{M_{500}}{4 \times 10^{14} \ h_{70}^{-1} \ M_{\odot}}\right)^{\frac{2}{3}} h_{70}^2 \quad \text{keV.cm}^{-3}$$
(2.29)

et

$$\alpha'_{\rm p}(r) = 0.10 - 0.22 \frac{\left(\frac{r}{r_{500}}\right)^3}{1 + \left(\frac{r}{r_{500}}\right)^3} \tag{2.30}$$

Depuis la publication de ces travaux, de nombreuses études ont utilisé ce profil comme référence et ont confirmé son universalité. Par exemple les travaux de GHIRARDINI, D. *et al.* (2019) sur l'échantillon d'amas XCOP (voir figure 2.10) montrent un excellent accord entre ce profil universel et les profils de pression individuels des amas de galaxies. On note également que ces profils sont en accord avec les résultats obtenus par PLANCK COLLABORATION (2013c) sur un échantillon de 62 amas proches. Seul l'amas A2319 dévie de cette tendance proche de son centre.



FIGURE 2.10 – Profils de pression des amas de l'échantillon XCOP. Les carrés indiquent les points de données obtenus à partir de la dé-projection du signal tSZ, tandis que les cercles pleins sont calculés en combinant les profils de densité et de température obtenus par l'émission X. Les zones d'ombre représentent l'enveloppe obtenue par PLANCK COLLABORATION (2013c) et PLANCK COLLABORATION (2011) et la ligne discontinue illustre le profil universel de pression développé par ARNAUD *et al.* (2010).

Je me suis intéressé, lors de ma thèse, au système multiple d'amas de galaxies PLCK G214.6+37.0. Alors que le signal tSZ mesuré par *Planck* trace l'ensemble du gaz de la structure, il n'est pas possible, étant donnée la faible résolution spatiale de l'instrument, de résoudre les trois amas individuels. Au contraire, l'émission X provenant de ces amas nous permet de distinguer ces trois amas mais la faible sensibilité des instruments à bord de *XMM-Newton* ne permettent pas de sonder l'émission X le gaz diffus loin de la partie centrale des amas. Dans le chapitre 4, j'analyserai les pressions déduites des deux sondes afin de quantifier la contribution des amas individuels à la pression totale et d'apporter un élément de réponse à la question de la distribution du gaz et de ces propriétés dans le système multiple PLCK G214.6+37.0 d'amas de galaxies.

# 2.3 Observer l'émission thermique des amas de galaxies

Dans la section 2.2, j'ai présenté les propriétés physiques du gaz intra-amas ainsi que les modélisations proposées pour décrire les profils radiaux de densité et de température du gaz intra-amas. Dans cette section, j'exposerai les deux sondes du gaz intra-amas que j'utiliserai dans la suite de ma thèse : le signal Sunyaev Zel'dovich (SZ) et l'émission X.

# 2.3.1 Le signal Sunyaev Zel'dovich

Le signal SZ trace la distribution du gaz chaud intra-amas. C'est le processus de diffusion Compton inverse. Il résulte d'un transfert d'énergie des électrons très énergétiques, piégés au sein du potentiel gravitationnel induit par le halo de matière noire des amas de galaxies, aux photons du CMB. La figure 2.11 illustre ce processus.



FIGURE 2.11 – Schématisation de la diffusion Compton inverse des photons du CMB par les électrons du plasma intra-amas.

Le signal SZ du plasma chaud et ionisé se traduit par une distorsion spectrale : l'énergie étant transférée des photons dans le régime Rayleigh-Jeans du rayonnement de corps noir cosmologique vers la queue Wien. L'état dynamique du bain d'électron affecte cette distorsion. Ainsi on distingue deux types de signaux SZ : un thermique (tSZ) dû à l'agitation thermique du bain électrons et un cinétique (kSZ) lié au mouvement d'ensemble de ce dernier.

**L'effet** tSZ : L'agitation thermique des électrons permet aux amas de galaxies d'atteindre des températures  $T_e$  de plusieurs keV. Dans l'approximation non relativiste ( $T_e < 10 \text{ keV}$ ), la dépendance en fréquence de la distorsion est identique pour tous les amas. Elle est caractérisée par une fréquence caractéristique,  $\nu_0 \approx 217$  GHz, à laquelle le signal SZ thermique est nul. Si la température de l'ICM est élevée ( $T_e > 10 \text{ keV}$ ), les effets dits relativistes modifient la signature spectrale de l'effet SZ (POINTECOUTEAU *et al.* 1998; BIRKINSHAW 1999). La variation d'intensité du spectre de CMB s'écrit alors :

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu}}\Big|_{th} = f(x) \times \int_{l} \frac{k\sigma_{T}}{m_{e}c^{2}} T_{g}(r) n_{e}(r) dl$$
(2.31)

avec  $x=h\nu/kT$  la fréquence réduite et

$$f(x) = \frac{xe^x}{e^x - 1} \left( x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right)$$
(2.32)

D'un point observationnel, l'effet tSZ conduit donc à une diminution globale de la température de brillance du CMB dans la partie Rayleigh-Jeans du spectre et à une augmentation dans la queue de Wien.

**L'effet** kSZ : La vitesse moyenne d'ensemble  $v_e$  du bain d'électron peut également contribuer à la distorsion spectrale. Il s'agit ici d'un effet Doppler et la variation d'intensité du spectre de CMB s'écrit alors :

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu}}\Big|_{th} = g(x) \times \int_{l} \frac{v_e \sigma_T}{c} T_g(r) n_e(r) dl$$
(2.33)

avec,

$$g(x) = \frac{xe^x}{e^x - 1} \tag{2.34}$$

L'intensité de cet effet est au moins 10 fois plus faible que celle de l'effet tSZ et sera négliger dorénavant.

La figures 2.12 illustre la dépendance en fréquence des effets tSZ et kSZ dans l'approximation non-relativiste ainsi que les corrections dues aux électrons de très hautes énergies.



FIGURE 2.12 – Spectres d'émission de l'effet tSZ (solide) et kSZ (pointillé) incluant les corrections dues aux électrons relativistes (20 - 50 keV). *Crédits* : BASU *et al.* (2019).

#### 2.3.1.1 Modélisation du signal tSZ d'un amas de galaxies

L'amplitude de l'effet tSZ correspond à la pression du gaz dans l'amas intégrée le long de la ligne de visée selon une direction  $\vec{n}$ . Elle est mesurée par le paramètre de Comptonisation qui s'écrit :

$$y(\vec{n}) = \int n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \sigma_T \ \vec{n} \cdot d\vec{l}$$
(2.35)

avec  $k_B$  la constante de Boltzman,  $\sigma_T$  la section efficace Thomson,  $m_e$  la masse d'un électron, dl l'élément de longueur le long de la ligne de visée  $\vec{n}$  et  $n_e$ ,  $T_e$  la densité d'électrons et la température du gaz intra-amas.

Le signal tSZ total d'un amas de galaxies, associé a l'ensemble du volume de ce dernier, est quant à lui caractérisé par le paramètre Compton intégré, noté  $\mathcal{Y}$ , et calculé de la manière suivante :

$$\mathcal{Y} = \int y \ d\Omega \tag{2.36}$$

avec  $\Omega$  l'angle solide et y l'amplitude du signal tSZ exprimée dans l'équation 2.35. Ce paramètre peut être exprimé tel que

$$D_A^2 \mathcal{Y} = \left(\frac{\sigma_T}{m_e c^2}\right) \int P \ dV \tag{2.37}$$

avec  $D_A$  la distance angulaire à l'amas de galaxies et  $P = n_e k_B T_e$  la pression des électrons. En pratique, les intégrales sont calculées sur une sphère de rayon caractéristique  $R_{\Delta}$ , où  $\Delta$  représente le contraste de densité par rapport à la densité critique de l'univers  $\rho_c(z)$ . Le signal SZ total sur cette sphère sera noté  $\mathcal{Y}_{R_{\Delta}}$ .

#### 2.3.1.2 Détection des amas dans les données Planck

La mission *Planck* de l'ESA, lancée le 14 mai 2009, a imagé le ciel entier durant 29 mois avec pour principal objectif de mesurer les anisotropies angulaires de température du CMB avec une combinaison sans précédente de sensibilité, de résolution angulaire et de couverture de fréquence. Pour ce faire, le satellite transportait une charge utile scientifique de deux instruments (High Frenquency Instrument (HFI, J.-L. Puget (PI)) et Low Frequency Instrument (LFI, R. Mandolesi (PI))) composée d'un ensemble de 74 détecteurs observant de 30 à 857 GHz LAMARRE, J.-M. *et al.* (2010) et MENNELLA *et al.* (2010) à une résolution angulaire variant entre environ 30 minutes d'arc aux fréquences les plus basses et environ 4 minutes d'arc aux plus hautes (PLANCK COLLABORATION 2014a).



FIGURE 2.13 – Haut : Spectres d'émission de l'effet tSZ. Les bande de fréquence de HFI sont superposées. Bas : carte en fréquence de l'effet SZ de l'amas Abell 2319. Crédits : ESA, consortium Planck-HFI and LFI.

Les choix des fréquences de *Planck* fut aussi spécifiquement fait afin de mesurer l'effet tSZ (AGHANIM *et al.* 1997) et d'effectuer, grâce à ce signal, un relevé sur l'intégralité du ciel des amas de galaxies. Je donne ici un bref aperçu de la détection des amas de galaxies dans les données *Planck* et de la constitution du premier catalogues d'amas (Early Sunyaev-Zel'dovich (ESZ) catalogue (PLANCK COLLABORATION 2011).

#### **Détection des amas avec l'algorithme** Matched Multi-Filter (MMF3) :

De manière générale, l'algorithme MMF (HERRANZ *et al.* 2002; MELIN, BARTLETT *et al.* 2006) a été conçu pour améliorer le contraste du signal d'objets de forme et de signature spectrale connues dans des observations contenant d'autres signaux contaminant, i.e. MMF augmente donc le rapport signal à bruit (S/N).

Dans son application pour la détection du signal SZ, l'algorithme, dit MMF3 (MELIN, BARTLETT *et al.* 2006), utilise la dépendance universelle en fréquence du signal tSZ (voir 2.12). MMF3 effectue une combinaison linéaire optimale des six cartes par fréquences de HFI afin d'isoler la signature de l'effet tSZ. Cette étape nécessite une estimation des statistiques (spectre de puissance) de la contamination et du bruit. Simultanément, l'algorithme utilise le profil de pression des amas de galaxies (ARNAUD *et al.* 2010) pour effectuer un filtrage spatial et supprimer les signaux astrophysiques d'avant-plan. Cette étape implique un filtrage multi-échelle; la position et le rayon d'échelle du profil de l'amas sont en effet modifiés pour maximiser le rapport S/N de

chaque détection. L'algorithme attribue donc à chaque source détectée une position, une taille estimée  $5\theta_{500}$ , et un paramètre Compton intégré  $\mathcal{Y}_{5R_{500}}$ .

Les candidats amas de galaxies issus des données *Planck* ainsi détectés grâce à l'algorithme MMF3 ont constitué un premier catalogue de sources SZ. Deux autres algorithmes, « MMF1 » (MELIN, AGHANIM *et al.* 2012) et « PowellSnakes » (PwS, CARVALHO *et al.* 2009), ont indépendemment été appliqués aux données HFI et ont produit des listes de candidats séparément de MMF3. Ces trois listes ont été fusionnées en conservant les objets au delà d'un rapport S/N seuil et détectés à l'aveugle par MMF3 et par au moins MMF1 ou PwS.

#### Validation des candidats amas de galaxies :

L'algorithme MMF3 conçu pour détecter le signal tSZ des amas de galaxies ne s'affranchit néanmoins pas de toutes les contaminations astrophysiques qui se traduisent par des fausses détections comptabilisées dans le catalogue de candidats amas de galaxies. Une procédure de validation a donc été nécessaire. Elle implique, notamment, une identification des candidats avec des données auxiliaires, une consolidation de la mesure du signal tSZ et un programme de suivis à l'aide de missions complémentaire afin de valider et confirmer ces candidats amas de galaxies. Ainsi, le catalogue de candidats a été comparé avec des catalogues publiques d'amas de galaxies détectés dans les domaines X (Meta-Catalogue of X-ray detected Clusters (MCXC, PIFFARETTI *et al.* 2011)), optique (Abell (ABELL 1958), Zwicky (ZWICKY *et al.* 1961) et MaxBCG (KOESTER *et al.* 2007; WEN *et al.* 2009)) et SZ (APT (MANDOLESI *et al.* 2010) et SPT (VANDERLINDE *et al.* 2010)). En parallèle, un programme de suivi fut mis en place afin de confirmer la nature des nouveaux objets détectés dans les données *Planck.* Ce programme s'est appuyé sur les observations dans l'optique (*European Nothern Observatory (ENO), European Southern Observatory (ESO)*), l'infra-rouge (*WISE*, WRIGHT *et al.* 2010) et le tSZ (*Arcminute MicroKelvin Imager (AMI),* ZWART *et al.* 2008) ainsi que dans le domaines des rayons X avec XMM-Newton PLANCK COLLABORATION (2011).

Environ 1000 candidats furent détecté à l'aveugle dans les premiéres données de *Planck* (dix mois d'observation). Seulement 189 furent confirmés et validés : il définissent l'échantillon ESZ (PLANCK COLLABORATION 2011). Au sein de cet échantillon 169 furent associés à des amas précédemment connus et 20 nouveaux amas furent découverts dont 12 furent confirmés.

Ce travail a mené à la première découverte de deux systèmes multiples d'amas PLCKG G214.6+37.0 et PLCKG G334.8+38.0 via l'effet SZ confirmés avec des observations XMM-Newton. Les figures 2.14 et 2.16 montrent la carte du signal SZ à la position des deux systèmes triples PLCKG G334.8+38.0 et PLCK G214.6+37.0. Les contours de brillance de surface de l'émission X y sont superposés. Les figures 2.15 et 2.17 illustrent les comptes d'électrons des système détectés par *XMM-Newton* (PLANCK COLLABORATION 2014a).



FIGURE 2.14 – Images du signal SZ intégré du système PLCKG G334.8+38.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION (2014a)



FIGURE 2.15 – Image des compte d'électrons du système PLCKG G334.8+38.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION (2014a)



FIGURE 2.16 – Images du signal SZ intégré du système PLCKG G214.6+37.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION (2014a)



FIGURE 2.17 – Image des compte d'électrons du système PLCKG G214.6+37.0. Crédits : PLANCK COLLABORATION (2014a)

Le système PLCKG G334.8+38.0 observé par XMM-Newton a fait l'objet d'une première analyse multilongueur d'onde par PLANCK COLLABORATION (2014a). KOLODZIG et al. (2021) a ré-analyser les données X de ce système. Ils ont déterminé que le système se situe à un redshift  $z = 0.37 \pm 0.01$ . Néanmoins, les auteurs n'ont pas été en mesure de confirmer que les trois amas font partie du même système. En ajustant simultanément les profil de brillance de surface et ceux de température, ils ont déduit des données X une masse hydrostatique  $M_{500} = [2.5, 0.7, 0.3] \times 10^{14} M_{\odot}$  et une température  $T_{\rm g} = [3.9, 2.3, 1.6]$  keV pour les amas A, B et C respectivement. Ils ont également déterminé que l'amas A le plus massif, semble être un amas dynamiquement relaxé dit amas « cool-core » tandis que l'amas B semble être un amas dynamiquement perturbé dit amas « non cool-core ». Pour l'amas C, les auteurs n'ont pas été en mesure de conclure sur son état dynamique.

Je me focaliserai dans la suite de la thèse sur l'étude détaillée du système triple PLCKG G214.6+37.0, et plus précisément sur l'analyse de son observation dans les rayons X.

## 2.3.2 Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

Les observations des spectres de rayons X d'amas de galaxies ont joué un rôle critique dans l'établissement du mécanisme d'émission thermique du gaz intra-amas chaud diffus et dans le test des modèles afin de comprendre la provenance de ce gaz à de telles températures. Plusieurs modèles font l'hypothèse que cette émission provient d'un gaz thermique diffus. Ces modèle prédisent certaines caractéristiques importante de cette émission du gaz chaud :

i son intensité varie proportionnellement à une exponentielle fonction de la température du gaz :

$$I_{\nu} \propto e^{-\frac{\hbar U}{kT_{g}}}.$$
(2.38)

ii baignant dans le même potentiel gravitationnel, la température du gaz  $T_g$  sera telle que la vitesse thermique des protons dans le gaz soit comparable à la vitesses des galaxies dans l'amas :

$$\sigma_{\mathbf{r}}^2 \approx \frac{kT_{\mathbf{g}}}{\mu m_{\mathbf{p}}} \tag{2.39}$$

avec  $\sigma_r$  la dispersion des vitesses des galaxies le long de la ligne de visée et  $m_p$  la masse d'un proton et  $\mu$  la masse moléculaire moyenne.

- iii absence de fortes absorptions aux faibles énergies
- iv présence de raies d'émission à la condition que le gaz contienne une contribution significative d'éléments lourds comme le fer.

Deux mécanismes primaires d'émission des rayons X ont historiquement été considérés. Le premier est l'émission d'un bremsstrahlung thermique d'un gaz intra-amas diffus et chaud (FELTEN *et al.* 1966). Le deuxième est que la diffusion Compton inverse des photons du fond cosmique jusqu'aux énergies des rayons X par des électrons relativistes au sein de l'amas (BRECHER & BURBIDGE 1972; HARRIS & ROMANISHIN 1974; REPHAELI 1977b; REPHAELI 1977a, e.g.). Les observations ont grandement soutenu le modèle thermique du Bremsstrahlung. De manière générale, le rayonnement de freinage (ou Bremsstrahlung) résulte de la décélération d'une particule chargée. Cette décélération intervient lors du rayonnement synchrotron (i.e. l'émission de photons par une particule relativiste), du rayonnement cyclotron (c'est-à-dire l'émission de photons par une particule non relativiste) et lors de désintégration bêta. Néanmoins ce terme fait plus spécifiquement référence au rayonnement due au freinage des électrons dans la matière. Dans le cadres des amas de galaxies, ce rayonnement est également appelé « free-free » car il provient des particules libres chargées dans le plasma. La figure 2.18 illustre ce processus.



FIGURE 2.18 – Schématisation du Bremsstrahlung des électrons du plasma intra-amas par le champ électrique des ions chargé de ce dernier.

#### 2.3.2.1 L'émissivité d'un plasma

L'émissivité volumique d'un plasma  $\epsilon_{\nu}$  produit par Bremsstrahlung correspond à la puissance totale émise d'un plasma par unité de volume, par unité d'angle solide dans un intervalle de fréquence  $[\nu, \nu + d\nu]$ :

$$\epsilon_{\nu} = n_{\nu} \frac{n_e}{4\pi} \int P_{\rm r}(v,\nu) f(v) dv$$
(2.40)

avec  $n_{\nu}$  l'indice de réfraction du plasma,  $n_e$  la densité d'électrons, f(v) la distribution de vitesse des électrons et  $P_r(v, \nu)$  la puissance émise par bande de fréquence lors de la collision d'un électron, doté d'une vitesse v, avec  $n_i$  ions. Cette puissance est définie par :

$$P_{\rm r}(v,\nu) = \frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\pi c^3} n_i v \pi a^2$$
(2.41)

où e est la charge de l'électron. De nombreux détails sont disponibles dans LANG (2006) et l'ensemble des quantités présentées ici sont exprimées dans les unités CGS. Si on considère une distribution Maxwellienne de la vitesse des électrons, alors l'équation 2.40 devient

$$\epsilon_{\nu}d\nu = \frac{8}{3} \frac{n_{\nu} Z^2 e^6}{m_e^2 c^3} \left(\frac{2\pi m_e}{3kT_g}\right)^{1/2} n_i n_e g(\nu, T) e^{-\frac{h\nu}{kT}} d\nu \quad [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{rad}^{-2} \text{Hz}^{-1}]$$
(2.42)

où  $T_g$  la température du plasma. Le facteur de Gaunt  $g(\nu, T)$  corrige les effets quantiques et de collisions distantes et est exprimé, dans le cas du gaz intra-amas comme :

$$g(\nu, T) \approx \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln(\Lambda)$$
 (2.43)

où  $\Lambda$  est donné dans la table 2 dans LANG (2006).

#### 2.3.2.2 La brillance de surface

Observationnellement, la brillance de surface est une quantité essentielle dans l'étude de l'émission X du gaz des amas de galaxies. En effet, nous observons des quantités projetées le long de la ligne de visée et ainsi nous ne mesurons pas directement la densité du gaz. La brillance de surface de l'émission X se définit par :

$$S\mathcal{B}(\theta_r) = (1+z)^{-4} \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\nu}(\sqrt{\theta_r^2 + l^2}) \, d\nu dl$$
(2.44)

avec  $\theta_r$  le rayon angulaire,  $\epsilon_{\nu}$  l'émissivité de l'émission X définie dans la section 2.3.2 (voir équation 2.42).  $\theta_r = \theta d_a(z)$  est la taille angulaire à partir du centre de l'amas,  $\theta$  l'angle d'observation en minute d'arc et  $d_a(z)$  la taille angulaire calculée au redshift de l'amas.  $n_e(r)$  représente le profil de densité du gaz.

Dans l'hypothèse d'une symétrie sphérique, il est possible de dériver du profil de densité de matière le profil de brillance de surface. Cette dernier est proportionnelle au carré de la densité projetée sur la ligne de visée. En effet en substituant l'équation 2.42 dans 2.44 on trouve

$$\mathcal{SB}(\theta_r) = \frac{8}{3(1+z)^4} \frac{n_{\nu} Z^2 e^6}{m_e^2 c^3} \left(\frac{2\pi m_e}{3kT_g}\right)^{1/2} \left(\int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} g(\nu, T_g) e^{-\frac{h\nu}{kT_g}} \, d\nu\right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} n_e^2(\sqrt{\theta_r^2 + l^2}) \, dl\right) \quad (2.45)$$

J'intègre ensuite 2.45 sur la bande de fréquence équivalente à  $\Delta E = [0.5, 2.0]$  keV, i.e.  $\Delta \nu = [0.76, 3.04] \times 10^{18}$ Hz. J'ai choisi la bande d'énergie  $\Delta E = [0.5, 2.0]$  en raison de la grande proportion d'analyses, dans la littérature, qui ont également fait ce choix. Dans cet intervalle de fréquence, la fréquence angulaire est très supérieure à la fréquence plasma  $\omega_p$ . Ainsi on peut exprimer le facteur  $g(\nu, T_g)$  tel que

$$g(\nu, T_{\rm g}) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{4kT_{\rm g}}{1.781\ h\nu}\right)$$
 (2.46)

avec  $\gamma=1.781$  et donc

$$G(T_{\rm g}) = \int_{\nu_{\rm min}}^{\nu_{\rm max}} g(\nu, T_{\rm g}) e^{-\frac{h\nu}{kT_{\rm g}}} = \frac{\sqrt{3} \ kT_{\rm g}}{\pi \ h} \times \left[ \ln\left(\frac{4}{1.781}\right) \left(e^{-\frac{E_{\rm min}}{kT_{\rm g}}} - e^{-\frac{E_{\rm max}}{kT_{\rm g}}}\right) - \int_{\frac{E_{\rm min}}{kT_{\rm g}}}^{\frac{E_{\rm max}}{kT_{\rm g}}} \ln(x) e^{-x} \ dx \right]$$
(2.47)

avec  $x_{\min,\max} = (h\nu_{\min,\max})/(kT_g)$ . Finalement j'exprime la brillance de surface de l'émission X d'un amas de galaxies à la température  $T_q$  et suivant une distribution de matière  $n_e(r)$  tel que :

$$\mathcal{SB}(\theta_r) = \frac{8}{3(1+z)^4} \frac{n_{\nu} Z^2 e^6}{m_e^2 c^3} \left(\frac{2\pi m_e}{3kT_g}\right)^{1/2} G(T_g) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} n_e^2(\sqrt{\theta_r^2 + l^2}) \ dl\right)$$
(2.48)

J'ai fait l'hypothèse dans ce calcul que le plasma intra-amas est isotherme or, dans le chapitre 2, j'ai exposé des résultats indiquant que cette hypothèse peut être invalide. Cependant, j'estimerai la brillance de surface de cette émission (voir chapitre 4) au sein de dix-sept régions d'étude indépendantes au sein desquelles cette hypothèse reste valide. L'estimation de cette quantité est centrale dans l'analyse de l'émission X des amas de galaxies. Elle nous donne directement une mesure de la distribution de gaz de l'amas et nous permet, en connaissance de la distribution de la température, de dériver un grand nombre de propriétés physiques du gaz, notamment sa pression (voir section 2.2).

# Chapitre 3

# Réduction des données *XMM-Newton*

# Sommaire

3.1	L'obse	bservatoire XMM-Newton							
	3.1.1	Le satellite							
	3.1.2	Le spectro-imageur EPIC							
		3.1.2.1 Les caméras							
		3.1.2.2 Les filtres							
3.2	Descr	iption des observations de PLCK G214.6+36.9							
3.3	Sélect	tion des évènements							
3.4	Conta	mination instrumentale							
	3.4.1	Filtrage temporel de la contamination instrumentale							
		3.4.1.1 Filtrage standard							
		3.4.1.2 Filtrage HEP							
		3.4.1.3 Filtrage SPB							
		3.4.1.4 Conclusion							
	3.4.2	Modélisation spectrale de la contamination instrumentale							
3.5	Conta	amination astrophysique							
	3.5.1	L'émission du fond extra-galactique							
		3.5.1.1 L'émission résolue du fond extra-galactique							
		3.5.1.2 L'émission non résolue du fond extra-galactique							
	3.5.2	L'émission du halo galactique							
	3.5.3	L'émission de la bulle chaude locale							
3.6	Ajuste	ement du modèle de nuisance X							
	3.6.1	Protocole							
	3.6.2	Résultats							

Les mégadonnées sont à l'origine de toutes les mégatendances qui se produisent de nos jours.

Chris Lynch

# 3.1 L'observatoire XMM-Newton

Le satellite X-ray Multi-Mirror (XMM-Newton), lancé le 10 décembre 1999, est un observatoire spatial développé par l'Agence spatiale européenne pour l'observation de l'Univers en rayons X dans l'intervalle d'énergie [0.1 - 15.0] keV. Ce satellite combine des observations grand champ avec une très bonne résolution angulaire avec une sensibilité spectroscopique exceptionnelle.

La mission XMM-Newton s'articule autour de plusieurs axes de recherche parmi lesquels on trouve la physique des trous noirs (HAMEURY et al. 2003; ESQUEJ et al. 2008; GASPARI et al. 2019; ALSTON et al. 2020) et des étoiles à neutrons (HABERL & ZAVLIN 2002; JONKER et al. 2008), la genèse des éléments lourds (BÖHRINGER et al. 2005; TOZUKA & FUKAZAWA 2008) et les mécanismes de chauffage associés (BABAZAKI et al. 2018), l'étude de l'abondance de ces éléments dans les étoiles (FAVATA, F. et al. 2003; ZHOU et al. 2014). L'étude du milieu interstellaire chaud (McQUINN 2016; GHIRARDINI, D. et al. 2019), des halos des galaxies (HENLEY & SHELTON 2010; HENLEY & SHELTON 2013; HENLEY, SHELTON et al. 2015; PONTI et al. 2019) ainsi que des amas de galaxies et leur évolution (BÖHRINGER et al. 2005; ECKERT, MOLENDI et al. 2014; ECKERT, ETTORI et al. 2017) représentent des thèmes de recherche particulièrement importants des objectifs scientifiques fixés.

#### 3.1.1 Le satellite

*XMM-Newton* est constitué d'un télescope « réflectif », largement utilisé dans le domaine des X. En effet, le rayonnement X, caractérisé par de courtes longueurs d'ondes, est très énergétique. Les optiques utilisées dans le visible ne sont pas adaptées à ce rayonnement qui traverserait les miroirs sans être réfléchi. L'optique Wolter de type I combine deux miroirs con-focaux en incidence rasante; un parabolique et un hyperbolique. Un rayonnement émis d'une source située à l'infini est réfléchi successivement par les deux miroirs pour former une image au foyer commun de ces derniers (voir figure 3.2). En pratique, *XMM-Newton* est constitué de trois télescopes Wolter montés en parallèle ayant chacun une surface collectrice de  $1500 \text{ cm}^2$  à 1 keV et une longueur focale de 7.5 m. Le télescope atteint une surface collectrice de  $6000 \text{ cm}^2$  pour un rayonnement incident d'une énergie de 2 keV et avenue angle d'ingeidence de 20 minut



FIGURE 3.1 – Schéma du système d'observation du satellite *XMM-Newton*. Crédits : BARRÉ *et al.* (1999)





d'une énergie de 2 keV et avec un angle d'incidence de 30 minutes d'arc. Les rayons avec une incidence ou une énergie inférieure ou supérieure sont réfléchis partiellement ou pas du tout. Par exemple, la surface collectrice est réduite à 3000cm<sup>2</sup> pour des rayons de 7 keV.

Deux instruments collectent les photons X : le spectro-imageur EPIC et le spectromètre à haute résolution RGS. Enfin un télescope optique (OM) indépendant permet d'associer les sources X découvertes à leur équivalent optique. Pour l'analyse que j'ai menée lors de ma thèse, seules les données enregistrées par l'instrument EPIC seront utilisées. J'en fais une brève description au paragraphe 3.1.2. Le lecteur intéressé par RGS pourra se reporter à DEN HERDER, J. W. *et al.* (2001).

#### **3.1.2 Le spectro-imageur** EPIC

#### 3.1.2.1 Les caméras

Le satellite XMM-Newton est équipé de trois caméras à rayons X. Deux d'entre elles sont des matrices de CCD semi-conductrices à oxyde métallique (appelées caméras EMOS). Ces deux caméras sont installées en sortie de deux des trois télescopes Wolter équipés chacun d'un système de spectromètres à réseau de réflexion assurant que 44% du flux entrant atteignent les caméras EMOS. Le faisceau pénétrant le troisième télescope

est non obstrué et le flux entrant est directement orienté vers la troisième caméra EPN (JANSEN, F. *et al.* 2001).

EMOS est constitué de sept CCD éclairés par l'avant dans le plan focal. Le CCD central est au point focal sur l'axe optique du télescope tandis que les six CCD externes sont inclinés vers le miroir pour suivre approximativement la courbure du plan focal et améliorer la mise au point pour les sources hors axe. Les CCD présentent une zone « morte » de moins de 300 microns de large sur trois côtés ; afin de minimiser l'espace « mort », les CCD adjacents sont décalés d'environ 1 mm pour se chevaucher de 300 microns (voir figure 3.3). La zone d'imagerie mesure environ  $2.5 \times 2.5$  cm, de sorte que la mosaïque couvre le plan focal de 62 mm de diamètre équivalant à 28.4 minutes d'arc. La section d'imagerie possède  $600 \times 600$  pixels ; un pixel couvre  $1.1 \times 1.1$  secondes d'arc sur le champ de vue. De nombreuses informations complémentaires peuvent être trouvées dans TURNER, M. J. L. *et al.* (2001).

EPN est une caméra qui se compose de quatre cadrans disposés sur un seul bloc monolithique (voir figure 3.3). Les quatre cadrans individuels possèdent chacun trois sous-unités CCD au format  $200 \times 64$  pixels. Cette division du plan focal en sous-unités a été effectuée pour des raisons de redondance. Ce réseau offre une zone d'imagerie de  $36 \text{ cm}^2$  couvrant environ 97% de la zone inFOV ainsi qu'une surface de  $6 \text{ cm}^2$  couvrant la zone outFOV (voir ci-dessous, fig. 3.7). Les rayons X frappent le détecteur EPN par l'arrière et des paires trous-électrons sont générées en nombre proportionnel à l'énergie du photon incident. L'intégralité des spécifications est issue de STRÜDER, L. *et al.* (2001).



FIGURE 3.3 – Gauche : Photo de la mosaïque formée des sept CCD composant les caméras EMOS (crédits : TURNER, M. J. L. *et al.* 2001). Droite : Photo des quatre cadrans composant les caméras EPN (crédits : STRÜDER, L. *et al.* 2001).

#### 3.1.2.2 Les filtres

Étant donné que les détecteurs EPIC sont non seulement sensibles aux photons de rayons X mais également aux rayons infrarouges, visibles et ultra-violets, de tels photons peuvent contaminer le signal que l'on souhaite mesurer :

- le bruit de fond augmentera le bruit global du système,
- l'échelle d'énergie sera enregistrée de manière incorrecte avec un décalage fini,
- les photo-électrons générés optiquement peuvent conduire à une saturation des pièges à électrons, augmentant l'inefficacité du transfert de charge.

Le système EPIC est équipé de quatre filtres aluminisés afin de réduire la contamination du signal des rayons X par ces photons. Deux d'entre eux sont des filtres minces constitués de 1600Å de film de polymide avec 400Å d'aluminium évaporé d'un côté. Le troisième est le filtre moyen fait du même matériau mais avec une couche additionnelle de 800Å d'aluminium déposée dessus. Le filtre épais est composé de polypropylène de 3300Å d'épaisseur avec une couche de 1100Å d'aluminium et 450Å d'étain évaporé sur le film.

**EMOS** : Les CCD des caméras EMOS possèdent une efficacité quantique utile dans la plage d'énergie de 0.2 - 12 keV. La réponse énergétique de ces CCD est faible en dessous de  $\approx 0.7$  keV en raison de l'absorption dans la structure de l'électrode. L'efficacité quantique des CCD EMOS varie un peu de CCD à CCD aux très faibles énergies. C'est une fonction lisse sauf près des raies d'émission du silicium et de l'oxygène. Les bords du carbone et de l'aluminium sont apparents dans les réponses des filtres fins et moyens, l'étain apparaît également dans le filtre épais (TURNER, M. J. L. *et al.* 2001).

L'étalonnage au sol des caméras EMOS fut effectué à la station d'étalonnage de l'IAS (TRIFOGLIO *et al.* 1998 et PIGOT *et al.* 1999). L'étalonnage en vol est réalisé à l'aide de sources célestes.

EPN : Les  $280\mu$ m de silicium sous-dopés déterminent l'efficacité du détecteur EPN aux hautes énergies. La baisse de l'efficacité quantique aux énergies les plus basses est causée par les propriétés de la raie  $Si_L$ . La baisse d'environ 5% de l'efficacité quantique à 528 eV est due à l'absorption supplémentaire dans la passivation de  $SiO_2$  à la surface du détecteur. L'autre caractéristique importante est le comportement typique de la structure fine d'absorption des rayons X autour de la raie  $Si_K$  en silicium à 1.838 keV. Aux énergies plus élevées, la ligne continue correspond bien aux données d'absorption des photons par  $300\mu$ m de Si (STRÜDER, L. *et al.* 2001).

L'étalonnage de cet instrument fut réalisé au synchrotron BESSY à Berlin et au LURE à Orsay dans des conditions similaires à celles prévues en orbite (BRIEL *et al.* 2000).



FIGURE 3.4 – Gauche : Efficacité quantique des CCD EMOS en fonction des filtres (fin, moyen, épais) et de l'énergie déposée sur la plage d'énergie [0.2 - 15] keV (crédits : TURNER, M. J. L. *et al.* 2001). Droite : Efficacité quantique des CCD EPN en fonction des filtres (fin, moyen, épais) et de l'énergie déposée sur la plage d'énergie [0.2 - 15] keV (crédits : STRÜDER, L. *et al.* 2001).

# **3.2 Description des observations de** PLCK G214.6+36.9

L'objet PLCK G214.6+36.9 fut détecté par le satellite *Planck* par le biais de son signal SZ (PLANCK COLLABORATION 2011; PLANCK COLLABORATION 2014c; PLANCK COLLABORATION 2016a). Ce signal ne procure qu'une image globale des objets massifs, résultat direct de la combinaison linéaire interne des six cartes à hautes fréquences qui impose à la carte  $\mathcal{Y}_{SZ}$  de *Planck* de voir sa résolution réduite à 10 minutes d'arc. Il est donc impossible, par le signal SZ seul, de savoir si cet objet est réellement un amas de galaxies, voire s'il se compose de plusieurs amas de galaxies, ou bien de s'affranchir de la dégénérescence densité/température intrinsèque au signal SZ (voir section 2.3.1, équation 2.35).

Comme indiqué en Section 2.3.1, des observations dites « de suivi » furent effectuées par le satellite XMM-Newton pour révéler la nature et caractériser les propriétés des sources SZ détectées par Planck (PLANCK COLLABORATION 2013a), parmi lesquelles furent répertoriés PLCK G214.6+36.9 et PLCK G334.8+38.0. La première campagne d'observation en rayon X de PLCK G214.6+36.9 s'est déroulée le 19 avril 2010 de 1h23m41s à 07h27m13s pour une durée nominale de 21812 secondes soit 6 heures 43 minutes et 41 secondes. Cette observation sera par la suite désignée comme l'observation « courte ». Cette observation par XMM-Newton leva le voile sur sa structure : c'est un système triple d'amas de galaxies. Pour pousser plus avant l'étude de PLCK G214.6+36.9 et PLCK G334.8+38.0 et afin d'obtenir des données complémentaires en spectroscopie dans le domaine visible, une proposition d'observation conjointe XMM-Newton et VLT-VIMOS a été déposée (P.I. Etienne Pointecouteau) et acceptée. Cette seconde observation de PLCK G214.6+36.9 est identifiée par le numéro 0674370201 et s'est déroulée le 25 mai 2011 de 0h48m02 à 18h50m35 correspondant à une durée nominale de 64953 secondes, i.e. à 18 heures 2 minutes et 33 secondes. Cette observation sera par la suite désignée comme l'observation « longue ». La Table 3.1 ci-dessous résume les principales informations techniques sur les observations de PLCK G214.6+36.9.

PLCK G214.6+36.9							
Obs	long	gue	courte				
$t_{ m debut}$	2011/05/25	00:48:02	2010/04/19	01:23:41			
$t_{\rm fin}$	2011/05/25	18:50:35	2010/04/19	07:27:13			
$t_{\rm obs}$	6495	53 s	218	12 s			
Position	ra : 09h 0 dec : $+14^{\circ}$	8m 50.34s ' 41' 27.8"	$ t ra:09h\ 0$ dec $:+14$	8m 52.99s ° 39' 39.6"			

TABLE 3.1 – Résumé des informations sur les observations concernant l'objet PLCK G214.6+36.9

J'ai télé-chargé les fichiers de données (ODF) des observations présentées succinctement ci-dessus ainsi que les fichiers d'étalonnage correspondants des archives de *XMM-Newton*<sup>1</sup>. On trouve :

- les fichiers d'entretien des instruments,
- les fichiers de moniteur de rayonnement,
- les fichiers contenant les informations sur l'état et la position du satellite,
- les fichiers bruts de science des évènements des instruments EPIC, RGS et OM. Ces fichiers se composent d'une liste d'évènements enregistrés par chaque instrument sur la durée de l'observation.

J'ai appliqué, aux données brutes, un traitement standard avec le Système d'Analyse Scientifique de *XMM*-*Newton* (XMM-SAS version 16.1.0) suivant les instructions du « Guide d'Utilisation du System d'Analyse Scientifique de *XMM*-*Newton* »<sup>2</sup>.

L'observation longue a fait l'objet d'une analyse par la collaboration *Planck* (PLANCK COLLABORATION 2013b). Les auteurs ont confirmé que les trois amas de galaxies composant le système appartenaient à la même structure gravitationnelle. Ils ont mesuré la température T, le redshift z, le  $R_{500}$ , ainsi que la masse  $M_{500}$  pour chacun des amas de galaxies composant ce système. L'étude que j'ai menée sur ce système est motivée par la recherche d'un excès d'émission de signal X ou/et SZ pouvant être attribué au gaz diffus composant le milieu inter-amas (« Inter-Cluster Medium », ICM). Les trois télescopes à rayons X à haut débit, que transporte le satellite, sont munis d'une surface efficace sans précédent ainsi que d'une grande surface collectrice. De plus, la capacité de *XMM-Newton* à effectuer de longues observation ininterrompues nous permettent d'obtenir des données de très bonne qualité. Malgré cela, l'analyse des données dans les zones où réside le gaz diffus reste très compliquée. Cela est principalement dû au fait que l'émission en X est proportionnelle au carré de la densité (voir section 2.3.2, équation 2.42). Il est donc nécessaire d'effectuer un traitement du bruit instrumental et astrophysique de pointe ainsi que d'appliquer des méthodes d'analyse nouvelles, e.g. des outils d'inférence Bayésienne comme Multinest (FEROZ *et al.* 2009) décrit en détail dans la section 4.1.2.2.

# 3.3 Sélection des évènements

Les photons incidents composant le rayonnement X interagissent avec le silicium des CCD en cédant l'intégralité de leur énergie aux atomes de silicium. Cette interaction engendre la création d'une ou plusieurs paires trou/électron. Le nombre de paires trou/électron, appelées charges, dépend des photons et de l'efficacité quantique des détecteurs (voir section 3.1.2.2). Les charges sont ensuite collectées, stockées et transférées

<sup>1.</sup> https://www.cosmo.esa.int/web/xmm-newton/xsa

<sup>2.</sup> https://www.cosmo.esa.int/external/xmm\_user\_support/documentation/sas\_usg/USG/

jusqu'au noeud de sortie afin d'y être mesurées. La mesure consiste en trois étapes : récupération des charges, conversion des charges en tension, et numérisation.

Chaque photon incident, interagissant avec les CCD, ne génère pas systématiquement une charge localisée dans un seul pixel individuel. Cette charge générée peut être distribuée sur plusieurs pixels en fonction de l'intensité du photon incident et de l'angle de ce dernier avec la surface du CCD. Ces différentes distributions, appelés « motifs », sont illustrées dans les figures 3.5 et 3.6 (TURNER, M. J. L. *et al.* 2001; STRÜDER, L. *et al.* 2001).



FIGURE 3.5 – Liste des motifs de EPIC-MOS. Chaque motif est modélisé comme une matrice  $5 \times 5$  centrée sur le pixel de plus haute charge, coloré en rouge. Les pixels dont la charge est supérieure à une valeur limite fixée sont colorés en vert. Les pixels dont la charge est inférieure à cette même valeur sont colorés en blanc. Les croix désignent des pixels non considérés.

			-																
	•	Х	•																
•	•	•	•	•	•	•	•	•		•	•	•	•		•	•	•	•	
*	*	х	*	*	*	٠	٠	٠	*	*	*	٠	٠	٠	*	*	٠	٠	٠
•	٠	Х	٠	•	•	٠	Х	х	•	•	•	Х	•	•	•	х	Х	٠	•
*	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	•	*	х	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠
•		٠	*		•	•	•				٠				•		•	٠	
•	•	•	•	•	•	•	•	•		•		•	•		•	•	•	•	
		х					х												
•	х	Х					Х	х				Х	х			х	Х		
•	•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	•	х	•		•	•	х	٠	
								*											
		•															•	•	
	ш	х					х	ш											
	х	Х					Х	х				Х	х			х	Х		
												x	ш			ш	x		
									÷.		÷.	-		÷.					÷.
•		•	*	*	•	*	•	*	*	•	*	•	*	*	•	*	•	•	*

FIGURE 3.6 – Liste des motifs de EPIC-PN. Les « . » désignent les pixels dont la charge déposée est inférieure à une valeur fixée. Le « X » représente le pixel de charge maximum (pixel principal), les « x » exhibent les pixels sans charge maximale et le « m » pointe sur le pixel de charge minimale. Ces 13 illustrations font référence aux SAS PATTERN codes 0 (simple), 1-4 (doubles), 5-8 (triples) et 9-12 (quadruples).

Les évènements associés à un motif simple (0) sont des évènements de pixel unique. Ceux-ci comprennent la plupart des évènements avec la résolution énergétique la plus précise. L'étalonnage au sol du mode d'imagerie

a montré que les rayons X générant des motifs 0 - 12 pour EMOS et 0 - 4 pour EPN correspondent à des régions compactes de dépôt d'énergie des rayons X et forment l'ensemble canonique d'évènements de rayons X valides qui sont bien étalonnés.

Ce projet à pour but de caractériser le système PLCK G214.6+37.0, et notamment d'extraire des données *XMM-Newton* les propriétés du gaz composant ces amas. L'extraction de ces propriétés sera effectuée par une analyse des densités spectrales de flux (voir chapitre 6). Il est donc primordial que les données soient correctement étalonnées par le pipeline interne du satellite.

J'applique donc une sélection des évènements afin de supprimer tous signaux ne pouvant pas être avec certitude identifiés comme des rayons X valides et/ou mal étalonnés. Cette sélection ne prend en compte que les motifs définis dans les figures 3.5 et 3.6 :

$$N_{
m motif} \leq 12$$
 (EMOS)  
 $N_{
m motif} \leq 4$  (EPN)
(3.1)

J'ai ensuite effectué quelques traitements des données en utilisant des routines et procédures internes au Système d'Analyse Scientifique (SAS) qui m'ont permis de prendre en compte les défauts techniques des caméras du système EPIC. Certains CCD de la caméra EMOS1 présentent des anomalies et/ou enregistrent un bruit électronique trop important. J'ai utilisé la routine emtaglenoise<sup>3</sup> afin de déterminer l'état des systèmes EMOS. Le CCD numéro 6<sup>4</sup> de la caméra EMOS1 fut déclaré pathologique et ne fut donc pas utilisé au regard de l'observation longue. Pour l'observation courte, les CCD 6 et 1 furent déclarés défaillants et furent donc ignorés pour l'analyse. Pour la caméra EPN, j'ai utilisé la tâche epspatialcti<sup>5</sup> afin de corriger les variations spatiales dues à l'inefficacité du transfert de charge, particulièrement important pour des sources étendues.

Suite à la sélection des évènements définis par l'équation 3.1 et aux différentes exclusions intrinsèques à l'état des systèmes de détection à bord du satellite *XMM-Newton*, les durées d'exposition pour chaque observation et chaque détecteur peuvent être calculées (voir table 3.2). On remarque que le temps d'exposition du détecteur EPN est systématiquement plus court car l'enregistrement des données est retardé vis-à-vis des caméras EMOS. Ceci est dû au temps d'étalonnage des différentes caméras du système EPIC. Les caméras EMOS nécessitent environ 10 minutes avant d'être opérationnelles tandis que le temps requis par la caméra EPN varie entre 30 minutes et  $1h30^{6}$ .

Obs		courte			longue	
	EMOS1	EMOS2	EPN	EMOS1	EMOS2	EPN
$t_{\rm exp}$	$21521 \; \mathrm{s}$	$21526  {\rm s}$	$17638  {\rm s}$	$63570 \mathrm{~s}$	$63581 \; \mathrm{s}$	$60789 \mathrm{~s}$
$\mathtt{CCD}_{\mathrm{off}}$	1  et  6	×	×	6	×	×

TABLE 3.2 - Informations du temps effectif d'observation de PLCK G214.6+37.0 après sélection des évènements en fonction des détecteurs et de l'état d'activation des CCD des caméras EMOS et EPN.

# 3.4 Contamination instrumentale

Réduire des données consiste avant tout à comprendre la réponse de l'instrument face aux évènements extérieurs au signal d'intérêt. Ces évènements composent ce que je nommerai tout au long de cette étude le bruit instrumental. Ce bruit peut être interprété de deux manières.

La première est de considérer deux sources contribuant à ce bruit : le bruit des détecteurs et le bruit dû à l'interaction des particules, e.g. les rayons cosmiques ou le vent solaire, avec la structure du satellite ou celle des détecteurs. Le bruit électronique des détecteurs laisse son empreinte dans la bande d'énergie  $\leq 0.5$  keV ce

<sup>3.</sup> https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/sas/current/doc/emtaglenoise/index.html

<sup>4.</sup> https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/mos1-ccd6

<sup>5.</sup> https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/sas/current/doc/epspatialcti/index.html

<sup>6.</sup> https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/uhb/instover.html

qui me permet, à la vue de l'efficacité quantique exposée dans la figure 3.4, de négliger sa contribution.

Le bruit dû à l'interaction des particules peut être séparé selon ses origines. Deux composante sont à considérer ici : les particules de hautes énergies (*High Energy Particle*, HEP), qui excitent les atomes de la structure du satellite et des détecteurs avant que ces derniers n'émettent, par fluorescence, un rayonnement X parasite et des protons mous (*Soft Proton Background*, SPB) qui viennent directement percuter les CCD. Cette séparation peut s'écrire

$$\mathcal{C}^{\mathrm{BKG}} = \mathcal{C}^{\mathrm{HEP}} + \mathcal{C}^{\mathrm{SPB}}.$$
(3.2)

Le bruit dû à l'interaction des particules est dominant aux hautes énergies ( $\ge 10$  keV) où la contribution astrophysique au fond diffus X devient négligeable (voir section 3.5).

La deuxième est de séparer le bruit instrumental selon sa variabilité temporelle. Ainsi deux composantes peuvent être considérées : une composante « éruptive » caractérisée par une variabilité forte et rapide, et une composante « calme ». Le traitement appliqué dans la section 3.4.1 se focalise sur la réduction de la partie éruptive de ce bruit appelée « flares » en anglais.

La géométrie du satellite et de ses composants nous offre des solutions vis-à-vis du traitement du signal notamment en termes de régions d'analyse. En effet, une partie du plan focal des caméras à bord de *XMM*-*Newton* est aveugle aux évènements astrophysiques (i.e. rayonnement X provenant de la région du ciel pointée par le télescope) ce qui me permet d'isoler une zone d'étude, que je nomme « outFOV », qui permet intrinsèquement l'étude et la mesure du bruit instrumental (figure 3.7, zone jaune). Le complémentaire de cette région sera appelé « inFOV ». Cette zone est définie comme la région du plan focal délimitée par le banc optique de Wolter (figure 3.7, cercle vert).



FIGURE 3.7 – Représentation schématique des régions inFOV (zone bleutée à l'intérieur du cercle de couleur verte) et outFOV (zones délimitées par les contours jaunes). De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.

Sur la figure 3.7, pour chaque détecteur, les contours blancs délimitent les CCD formant les caméras. On remarque que pour l'observation longue représentée, le CCD numéro 6 est absent pour EMOS1 comme précédemment déterminé par la tâche emtaglenoise de SAS.

#### 3.4.1 Filtrage temporel de la contamination instrumentale

Comme décrit ci-dessus, le bruit instrumental peut être séparé en deux composantes distinctes sur le plan temporel : une qui varie fortement appelée « bruit flares » et une plus calme appelée « bruit calme ». Il est impossible de modéliser proprement la densité spectrale de flux du bruit flares. Ainsi il est crucial de développer une procédure afin de sélectionner les intervalles de temps associés à des évènements du bruit flares et de les supprimer.

J'ai élaboré une procédure de filtrage basée sur plusieurs études fondamentales de ce bruit éruptif (KUNTZ & S. L. SNOWDEN 2008; LECCARDI, A. & MOLENDI, S. 2008; SALVETTI *et al.* 2017; GASTALDELLO, GHIZZARDI *et al.* 2017; GHIRARDINI, ETTORI, ECKERT *et al.* 2018; GHIRARDINI, D. *et al.* 2019). Le but de cette procédure est de supprimer tout intervalle de temps d'une observation qui exhibe un flux significativement supérieur à la moyenne. Cependant, cette procédure détectera et supprimera uniquement les intervalles de durée



plus courte que la durée totale de l'observation. Dans la cas où l'observation montrerait un bruit calme plus élevé que la moyenne après ce filtrage, elle serait exclue entièrement.

FIGURE 3.8 – Courbes de lumière des coups par seconde de l'intégralité des données de l'observation longue. Le « binning » en temps est de 25s. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.

La recherche d'un excès de rayonnement X pouvant être attribué au gaz diffus inter-amas est l'une des motivations de ma recherche. Il m'est donc primordial de sélectionner, de manière conservatrice, tous les intervalles de temps associés à des évènements appartenant au bruit flares et de les supprimer. Afin d'y parvenir, j'ai développé un filtrage temporel en trois étapes. Tout d'abord, j'applique un filtrage dit standard. Ce filtrage est ensuite complété par un filtrage spécifiquement ciblé sur le bruit flares causé par les particules de hautes énergies (filtrage HEP) venant interagir avec la structure du satellite et des instruments à bord. Pour finir, j'ai appliqué un filtrage spécifique (filtrage SPB) ayant pour objectif de supprimer la contribution des protons mous au bruit flares.

PLANCK COLLABORATION (2013b) a appliqué dans son étude du système PLCK G214.6+37.0 deux des trois étapes. L'objectif de l'étude était principalement la caractérisation de la structure de ce système et des composantes de ce dernier. Selon les conclusions de l'étude, aucun excès d'émission n'a pu être attribué au gaz inter-amas. En effet, le bruit instrumental et la contamination astrophysique sont dégénérés avec le signal SZ ce qui n'a pas permis à la collaboration *Planck* de conclure vis-à-vis d'un excès d'émission X du gaz inter-amas. J'ai donc décidé d'appliquer un traitement du bruit flares instrumental plus sévère en ajoutant l'étape de filtrage HEP afin d'obtenir ensuite une estimation plus précise de la densité spectrale de flux du bruit instrumental calme.

Le filtrage permet d'identifier l'ensemble des intervalles de temps associés aux évènements du bruit flares instrumental. Si de tels évènements sont détectés avec l'un des détecteurs, l'intervalle de temps associé à ces évènements sera supprimé pour les autres détecteurs également. J'applique les filtrages sur les courbes de lumière des coups par seconde sous différentes conditions. Les courbes de lumière sont les courbes d'évolution d'une quantité en fonction du temps : ici, les coups par seconde, qui sont directement proportionnels au nombre de photon X venant interagir avec les détecteurs. La figure 3.8 exhibe des coups par seconde des l'observation

longue dans l'intégralité de la bande d'énergie des détecteurs, i.e. 0.5 - 12.0 keV pour EMOS et 0.5 - 14.0 keV pour EPN. La figure 3.8 montre, déjà à l'oeil nu, de nombreux intervalles de temps que l'on peut associer à des évènements éruptifs. Par exemple, pour  $t \ge 4.2272 \times 10^8$  secondes, on remarque que le nombre de coups par seconde est fortement supérieur à la moyenne. Le traitement que je vais opérer permettra, pour chaque observation, de déterminer l'intégralité des intervalles de temps d'observation contenant des flares que j'exclurai de mon analyse.

#### 3.4.1.1 Filtrage standard

Cette première étape a pour objectif de filtrer le bruit éruptif intense et court. Ce traitement comporte deux sous-étapes selon le moyennage dans des intervalles de temps, i.e. « binning ». La première sous-étape consiste à appliquer sur les courbes de lumière des évènements collectés dans la zone inFOV, « binnées » avec une valeur de 25s, une procédure de «  $3\sigma$ -clipping ». Lors de cette procédure, j'ajuste une distribution Gaussienne à l'histogramme du taux des comptes de photons. Je calcule la déviation standard (=  $1\sigma$ ) et je sélectionne tous les intervalles de temps associés aux évènements enregistrés avec un taux strictement inférieur à  $3\sigma$  au dessus de la moyenne. Cette étape permet une détection efficace des émissions brèves mais intenses de rayons X causées par exemple par l'interaction de rayons cosmiques ou/et de vents solaires avec la structure du satellite. La taille du « bin » doit être suffisamment grande, donc l'intervalle de temps suffisamment long, pour que ces émissions ne soient pas indissociables des fluctuations statistiques du bruit. La figure 3.9 représente les intervalles de temps retenus (vert) ou écartés (rouge) par l'algorithme à l'issue cette première sous-étape.



FIGURE 3.9 – Les point rouges correspondent aux intervalles de temps associés au bruit flares instrumental qui sont supprimés par le premier filtrage pour l'observation longue. Les points verts correspondant aux intervalles de temps conservés ne sont pas visibles sur la figure car le nombre de coups par seconde moyen dans les intervalles conservés est de 1.66. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.

Au terme de ce premier filtrage, une grande proportion du temps d'observation effectif est identifiée comme douteuse. Pour l'observation courte, il en résulte la suppression de 29% et 35% du temps d'exposition pour

EMOS et EPN respectivement. Le filtrage pour l'observation longue supprime 27% pour EMOS et 28% pour EPN.

La seconde sous-étape est identique à la première à la seule différence que les courbes de lumière sont binnées avec une valeur de 50s de manière à détecter des évènements associés à des « flares » plus longues et moins intenses.



FIGURE 3.10 – Les points rouges correspondent aux intervalles de temps associés au bruit flares instrumental qui sont supprimés par le premier filtrage pour l'observation longue. Les points verts correspondent aux intervalles de temps conservés. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.

Ce deuxième filtrage m'a permis de détecter entre 6 et 8% d'évènements suspects supplémentaires pour l'observation courte. Il fut beaucoup plus drastique pour l'observation longue durée avec 21 - 23% d'évènements supprimés. Cette différence entre l'observation longue et l'observation courte peut être vue comme une expression du caractère fortement variable des interactions à l'origine du bruit flares instrumental (e.g. les rayons cosmiques et/ou les vents solaires avec le satellite).

#### 3.4.1.2 Filtrage HEP

Cette nouvelle étape du filtrage des données a pour but de détecter les intervalles de temps correspondant aux évènements éruptifs provenant de la fluorescence des atomes de la structure du satellite et des instruments à son bord après avoir été excités par des particules de hautes énergies. Cela correspond donc à la composante  $C^{\text{HEP}}$  présentée dans l'équation 3.2. J'ai généré les courbes de lumière à partir des évènements extérieurs au champ de vue (outFOV) pour chaque détecteur après que le filtrage basique a été appliqué. En ne sélectionnant que les évènements de cette zone, je m'assure qu'aucune autre source de bruit, émission due au protons mous ou bruit astrophysique, ne soit représentée. J'applique à nouveau une procédure de «  $3\sigma$ -clipping » sur les courbes de lumière avec un binning de 100s. Le choix de la durée de 100s pour la taille du bin est arbitraire mais cependant motivé suite au résultat du filtrage précédent qui a théoriquement détecté tous les intervalles de temps associés aux flares les plus intenses. Cette étape peut être abordée comme une assurance supplémentaire que tous les évènements éruptifs, provenant de l'interaction de particules de hautes énergies avec la structure du satellite et de ses composants, sont identifiés et supprimés.



FIGURE 3.11 – Les points rouges correspondent aux intervalles de temps associés au bruit flares instrumental qui sont supprimés par le premier filtrage pour l'observation longue. Les points verts correspondent aux intervalles de temps conservés. De haut en bas : détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN.

Ce filtrage du bruit des particules de hautes énergies a identifié, pour l'observation courte, 6% (EMOS) et 9% (EPN) d'évènements pathologiques en addition à ceux précédemment supprimés. Pour l'observation longue, je mesure 9% de perte pour chaque détecteur.

#### 3.4.1.3 Filtrage SPB

Au regard du filtrage temporel des évènements, seule l'émission due aux protons mous ( $C^{\text{SBP}}$  dans l'équation 3.2) n'a pas encore été traitée. Contrairement aux évènements associés à la fluorescence des composants du satellite, seule émission présente dans la zone outFOV, les protons mous suivent également le chemin optique des miroirs du banc optique Wolter. J'ai donc calculé le rapport  $R_{\text{outFOV}}^{\text{inFOV}}$  des luminosités de surface des régions inFOV ( $B_{\text{inFOV}}$ ) et outFOV ( $B_{\text{outFOV}}$ ), et j'ai appliqué la procédure de «  $3\sigma$ -clipping » sur les courbes de lumière binnées à 100s de ce rapport (voir DE LUCA, A. & MOLENDI, S. 2004). Ce rapport offre une quantification de l'empreinte de l'émission des protons mous dans nos évènements. En effet ce ratio peut s'exprimer comme suit :

$$R_{\text{outFOV}}^{\text{inFOV}} = \frac{B_{\text{inFOV}}}{B_{\text{outFOV}}} = \frac{B^{\text{HEP}} + B^{\text{SPB}} + B^{\text{Ast}}}{B^{\text{HEP}}},$$
(3.3)

avec  $B^{\text{Ast}}$  représentant l'émission du fond diffus astrophysique (AST),  $B^{\text{HEP}}$  la contribution des particules de hautes énergies au bruit instrumental et  $B^{\text{SPB}}$  la contribution des protons mous au bruit instrumental.

Comme expliqué lors du filtrage précédent, dans la région outFOV, seul le bruit associé aux particules de hautes énergies contribue. Dans l'hypothèse où la contribution des protons mous serait filtrée, le ratio s'exprimerait comme

$$R_{\text{outFOV}}^{\text{inFOV}} = \frac{B^{\text{AST}}}{B^{\text{HEP}}} + 1$$
(3.4)

et, sachant que l'émission du fond diffus astrophysique ne laisse aucune empreinte pour une énergie supérieure à 10 keV, la mesure de

$$R_{\text{outFOV}}^{\text{inFOV}} = 1 \tag{3.5}$$

nous indique que la contribution des protons mous au bruit instrumental peut être négligée.





En moyenne, 4% du temps d'exposition supplémentaire furent identifiés et supprimés lors de ce dernier filtrage. Cette dernière étape est absolument primordiale pour la suite de l'analyse. En effet, notre étude vise à chercher un possible excès d'émission X provenant de la zone du système multiple d'amas de galaxies. Afin de nous permettre de conclure sur cette question, il nous faut nous assurer que notre compréhension du bruit est optimale, qu'il soit instrumental ou astrophysique.

À la suite de cette dernière étape du filtrage temporel, j'ai donc calculé le ratio  $R_{outFOV}^{inFOV} = 1.02 \pm 0.11$ . Ce résultat me permet donc dorénavant de considérer que la contribution des protons mous au bruit flares instrumental est totalement supprimée.

#### 3.4.1.4 Conclusion

Au terme des différentes étapes du filtrage temporel, le temps d'exposition total de nos observations se voit réduit en moyenne de moitié comme rappelé dans le tableau récapitulatif 3.3. Une telle réduction du temps

d'exposition n'est pas anormale au vu de l'étude approfondie sur l'émission du bruit instrumental de XMM-Newton publiée dans l'article de NEVALAINEN et al. (2005). Les auteurs ont en effet étudié l'impact du filtrage «  $\sigma$ -clipping » pour 18 observations d'amas de galaxies. Bien que leur protocole de réduction ne comporte par autant d'étapes que celui que j'ai développé lors de ma thèse, les résultats présentés dans NEVALAINEN et al. (2005) montrent un pourcentage moyen de temps associé à des évènements du bruit flares instrumental de  $(35 \pm 16)$  %,  $(35 \pm 17)$  % et  $(45 \pm 14)$  % pour les détecteurs EMOS1, EMOS2 et EPN respectivement. Les valeurs correspondantes que je mesure sont présentées dans la table 3.3 et atteignent la borne supérieure de l'intervalle. Ce résultat exhibe la haute variabilité temporelle intrinsèque du bruit flares instrumental d'une observation à l'autre.

	EM	IOS1	EM	0S2	EPN		
	$t_{\rm exp}$	$f_{\rm BTI}~(\%)$	$t_{\rm exp}$	$f_{\rm BTI}~(\%)$	$t_{\rm exp}$	$f_{\rm BTI}~(\%)$	
Données brutes	63570  s	/	$63581 \mathrm{~s}$	/	60789 s	/	
Filtre standard 1	$46701 \; \mathrm{s}$	27%	$46712  {\rm s}$	27%	$43920  {\rm s}$	28%	
Filtre standard 2	36697  s	21%	36708  s	21%	33916  s	23%	
Filtre HEP	$33497  {\rm s}$	9%	33508  s	9%	$30716 \mathrm{~s}$	9%	
Filtre SPB	32356  s	3%	32367  s	3%	$29575~{\rm s}$	4%	
Perte Totale	4	9%	4	9%	5	1%	

Résumé du filtrage temporel pour l'observation longue

TABLE 3.3 – Résumé du filtrage temporel des évènements éruptifs de l'observation 0674370201. Le pourcentage de temps identifié comme douteux pour chaque étape est affiché pour EMOS1, EMOS2 et EPN.



FIGURE 3.13 – Images des champs de vue des trois détecteurs pour l'observation longue dans la bande d'énergie [0.5 - 2.0] keV. De haut en bas : EMOS1, EMOS2 et EPN. *Gauche* : l'intégralité des évènements de l'observation longue. *Centre* : les évènements identifié comme contribution au bruit flares instrumental. *Droite* : évènements exploitable pour la science.

En conclusion, le temps net d'exposition que j'utiliserai dans la suite pour l'analyse de l'observation longue est de  $\sim 32~\rm ks$  pour EMOS et  $\sim 29~\rm ks$  pour EPN. Pour l'observation courte, ce temps est de  $\sim 13$ ks et  $\sim 9$  ks pour EMOS et EPN respectivement. Les temps d'exposition mesurés après procédure de filtrage dans PLANCK COLLABORATION (2013b) sont de  $\sim 47$  ks pour EMOS et  $\sim 37$  ks pour EPN vis-à-vis de l'observation longue et de  $\sim 15$  ks et  $\sim 10$  ks pour EMOS et EPN respectivement. Le protocole très conservatif (addition du filtrage HEP) que j'ai appliqué est à l'origine des différences de temps d'exposition disponible suite au filtrage temporel. Cet ajout, en comparaison au protocole appliqué par PLANCK COLLABORATION (2013b), fut motivé par la dégénérescence entre le signal SZ reconstruit, le bruit instrumental et la contamination astrophysique dans les données X qui ont rendu impossible la détection d'un excès d'émission du gaz inter-amas dans leur étude. Notre objectif est ainsi d'obtenir une meilleure description du bruit instrumental et de la contamination astrophysique. La deuxième colonne de la figure 3.13 montre que les évènements contribuant au bruit flares instrumental occupent l'intégralité de la surface collectrice des détecteurs et représentent une proportion importante des évènements. Le contraste entre la première colonne représentant l'intégralité des évènements et la troisième illustrant les évènements exploitables pour la science souligne l'importance de la procédure que j'ai appliquée aux données.

#### 3.4.2 Modélisation spectrale de la contamination instrumentale

Dans la section 3.4 j'ai expliqué que le bruit instrumental pouvait être séparé en deux composantes : une composante à forte variabilité temporelle et une autre dite calme. Il y est également stipulé que plusieurs phénomènes sont responsables du bruit instrumental : le bruit des détecteurs (négligeable<sup>7</sup>), l'interaction de particules de hautes énergies avec la structure du satellite (HEP) et les protons mous (SPB). Chacun de ces phénomènes laisse une empreinte calme et une empreinte éruptive (flares). Dans la section 3.4.1, la contribution éruptive du bruit HEP à été supprimée lors du filtrage HEP. De même, le filtrage SPB et la mesure du rapport  $R_{outFOV}^{inFOV} = 1.02 \pm 0.11$  m'ont permis de conclure que l'intégralité de la contribution éruptive du bruit SPB a été supprimée.

Dans cette section-ci, je vais mesurer l'empreinte spectrale de chacune de ces composantes du bruit instrumental calme. Je choisis de travailler en faisant l'hypothèse que la contribution des protons mous au bruit instrumental calme est négligeable. Cette hypothèse est forte et reste vraie sous réserve que le modèle du bruit instrumental calme rende totalement compte des données dans la zone outFOV (voir section 3.4.2) et que le modèle total d'émission du fond X (bruit instrumental + contamination astrophysique) rende compte totalement compte des données dans la section 3.5 ci-dessous. La conséquence immédiate de cette hypothèse est que l'intégralité du bruit instrumental réside dans l'interaction des particules de hautes énergies avec les détecteurs ainsi que la fluorescence instrumentale associée. Ainsi, je modélise ce bruit par un continuum additionné aux raies d'émissions fluorescentes correspondant aux éléments composant la structure du satellite et des détecteurs.

**Modèle 1** :  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$ , densité spectrale de flux du continuum instrumental. Ce continuum instrumental est modélisé par une loi de puissance brisée

$$\mathcal{M}_{\rm BKG}^{\rm continuum}(E) \propto \begin{cases} \mathcal{N} \times E^{-\alpha_{\rm soft}} & \text{si } E \le E_{\rm break} \\ \mathcal{N} \times E_{\rm break}^{\alpha_{\rm hard} - \alpha_{\rm soft}} \times \left(\frac{E}{1 \text{ keV}}\right)^{-\alpha_{\rm hard}} & \text{si } E \ge E_{\rm break} \end{cases}$$
(3.6)

avec  $\alpha_{\text{soft}}$  l'indice spectral pour  $E \leq E_{\text{break}}$ ,  $E_{\text{break}}$  l'énergie de brisure de pente en keV,  $\alpha_{\text{hard}}$  l'indice spectral pour  $E \geq E_{\text{break}}$  et  $\mathcal{N}$  la normalisation (en keV<sup>-1</sup>.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>) correspondant à  $\mathcal{M}_{\text{BKG}}^{\text{continuum}}(E = 1 \text{ keV})$ .

Ce modèle comporte quatre paramètres : deux indices spectraux  $\alpha_{soft}$  et  $\alpha_{hard}$ , une énergie de brisure  $E_{break}$  et normalisation calculée comme la valeur de la densité spectrale de flux du continuum instrumental à une énergie de 1 keV. Le continuum s'accompagne de raies d'émissions associées à la fluorescence des matériaux de l'instrument et des détecteurs. Une modélisation précise de la contamination instrumentale nécessite donc une connaissance approfondie de l'instrument et du satellite notamment de sa composition. En me référant à LECCARDI, A. & MOLENDI, S. (2008) et MERNIER, F. *et al.* (2015), j'ai pu construire un modèle des raies fluorescentes dans lequel chaque raie d'émission est modélisée par une fonction Gaussienne dont la moyenne est fixée à son énergie de transition et dont la déviation standard (la largeur) est un paramètre libre. La présence ou non des raies dans le modèle est régie par la composition de la structure des détecteurs et de leur sensibilité (TURNER, M. J. L. *et al.* 2001 et STRÜDER, L. *et al.* 2001).

**Modèle 2** :  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$ , densité spectrale de flux des raies d'émission instrumentales. Chaque raie i est modélisée comme une fonction Gaussienne :

$$\mathcal{M}_{\mathrm{BKG},i}^{\mathrm{raie}}(E) \propto A_i \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{\frac{(E-E_i)^2}{2\sigma_i^2}}$$
(3.7)

et donc

<sup>7.</sup> voir https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/epic-background-components.

$$\mathcal{M}_{\mathrm{BKG}}^{\mathrm{raie}}(E) = \sum_{i} \mathcal{M}_{\mathrm{BKG},i}^{\mathrm{raie}}(E)$$
(3.8)

Prop	oriétés	EN	IOS	EPN		
Raie <i>i</i>	$E_i$ (keV)	inFOV	outFOV	inFOV	outFOV	
Al $K_{\alpha}$	1.487	1	1	1	1	
Al $K_{\beta}$	1.557	1	1	1	1	
Si $K_{\alpha}$	1.740	1	1	×	X	
Si $K_{\beta}$	1.836	1	1	×	X	
Au $M_{lpha}$	2.110	1	1	×	X	
Au $M_{eta}$	2.200	1	1	×	×	
Ti $L_{\alpha}$	4.511	×	×	1	×	
$\operatorname{Cr} K_{\alpha}$	5.412	1	1	1	1	
$Mn\;K_\alpha$	5.895	1	$\checkmark$	1	1	
$\operatorname{Cr} K_{\beta}$	5.947	1	$\checkmark$	1	1	
Fe $K_{\alpha}$	6.400	1	$\checkmark$	1	1	
$Mn\;K_\beta$	6.490	1	1	1	1	
Fe $K_{\beta}$	7.058	1	$\checkmark$	1	1	
Ni $K_{lpha}$	7.478	1	×	1	1	
$Cu\;K_{lpha}$	8.048	1	×	1	1	
Ni $K_{eta}$	8.265	1	×	1	1	
${\sf Zn}\;K_{lpha}$	8.639	1	×	1	1	
$Cu K_{\beta}$	8.904	1	×	1	1	
${\sf Zn}\;K_{eta}$	9.572	1	×	1	1	
Au $L_{\alpha}$	9.705	1	1	1	1	
Au $L_{\beta_1}$	11.432	1	1	×	×	
Au $L_{\beta_2}$	11.585	1	1	X	×	

avec  $A_i$  la magnitude de la densité spectrale de flux pour la raie i,  $\sigma_i$  la déviation standard de la raie i et  $E_i$  l'énergie de transition de la raie i qui sera fixée (voir table 3.4).

TABLE 3.4 – Raies d'émission de fluorescence dans la bande d'énergie [1.1, 12.0] keV ainsi que leur présence en fonction des détecteurs considérés.

**Protocole :** La zone outFOV (voir figure 3.7) n'est sensible, intrinsèquement, qu'au bruit instrumental car elle n'est pas contenue dans le plan focal défini par le banc optique de Wolter installé dans les télescopes du satellite *XMM-Newton*. J'ai donc extrait les densités spectrales de flux des évènements récoltés dans la zone outFOV sur lesquels j'ajuste les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$  et  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$ .

En suivant NEVALAINEN *et al.* (2005) et LECCARDI, A. & MOLENDI, S. (2008), j'applique plusieurs contraintes aux paramètres de la double loi de puissance afin de faciliter l'ajustement et réduire l'espace des phases :  $\alpha_{soft} \leq 2$  et  $\alpha_{hard} \leq 1.5$  et je fixe l'énergie de brisure à 1.5 keV et 1.9 keV pour les deux caméras EMOS respectivement et à 1.6 keV pour la caméra EPN. La normalisation est laissée libre car le bruit instrumental dû aux particules de hautes énergies possède une forte variation spatiale et temporelle, i.e. la brillance de surface associée n'est ni constante ni uniforme.

**Résultat :** J'utilise l'outil de modélisation Xspec en supposant que les données extraites de la zone outFOV suivent une distribution Poissonnienne afin d'adapter la méthode d'ajustement (cstat)<sup>8</sup>. J'ajuste les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{continuum}}(E)$  et  $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{raies}}(E)$  définis sur l'intégralité de la bande d'énergie : [0.5, 11.8] keV pour les caméras EMOS2 et [0.5, 13.6] keV pour la caméra EPN.

Les résultats de cet ajustement pour l'observation longue sont rassemblés dans la table 3.5. Ils sont conformes à ceux trouvés par NEVALAINEN *et al.* (2005) :  $\alpha_{\text{soft}} \in [0.1, 0.9]$  et  $\alpha_{\text{hard}} \in [0.1, 0.4]$ . Les valeurs  $\chi^2_{r,\text{EMOS1}} = 1.57$ ,  $\chi^2_{r,\text{EMOS2}} = 1.69$  et  $\chi^2_{r,\text{EPN}} = 1.61$  mesurées montrent que le modèle de bruit instrumental, que j'ai défini et que j'ai ajusté, est adapté aux données de la région outFOV (voir figure 3.14).

	BKG		
Paramètres	EMOS1	EMOS2	EPN
$lpha_{ m soft}$	$0.27\pm0.13$	$0.43\pm0.08$	$0.68\pm0.08$
$E_{ m break}$ (keV)	1.5	1.9	1.6
$lpha_{ m hard}$	$0.25\pm0.03$	$0.18\pm0.03$	$0.38 \pm 0.02$
$\mathcal{N}$ (keV $^{-1}$ .cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )	$2.9\times 10^{-2}\pm 1.2\times 10^{-3}$	$3.4\times 10^{-2}\pm 1.3\times 10^{-3}$	$6.1\times 10^{-2}\pm 1.8\times 10^{-3}$
${\cal {SB}}_{ m BKG}^{[0.5-2.0]}$ (erg.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ .deg $^{-2}$ )	$3.19\times 10^{-9}\pm 2.5\times 10^{-10}$	$3.74 \times 10^{-9} \pm 1.3 \times 10^{-10}$	$3.41 \times 10^{-9} \pm 1.2 \times 10^{-10}$

Modèle  $\mathcal{M}_{\mathsf{B}\mathsf{P}\mathsf{C}}^{\mathsf{continuum}}(E)$  – Paramètres, et brillance de surface déduite

TABLE 3.5 – Paramètres ajustés du continuum du bruit instrumental pour les trois détecteurs de *XMM-Newton* et brillance de surface déduite.

Je souhaite, pour cette analyse, utiliser les brillance de surface pour deux raisons. La première est que cette dernière est indépendante de la distance, i.e. que la valeur calculée sera conservée en fonction de la distance d'observation. La deuxième est que cette quantité est la même si on la mesure à la source ou dans n'importe quel détecteur. Ainsi, le calcul de la brillance de surface nous permet de comparer les résultats entre les détecteurs et/ou entre les études précédemment réalisées.

Le brillance de surface est définie comme :

$$\mathcal{SB}^{[E_{\min}, E_{\max}]} \propto \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \mathcal{F}_{s}(E) dE}{\mathcal{S}_{d}}$$
(3.9)

avec  $SB^{[E_{\min},E_{\max}]}$  la brillance de surface calculée dans l'intervalle d'énergie  $[E_{\min},E_{\max}]$  keV.  $\mathcal{F}_{s}(E)$  désigne la densité spectrale de flux et  $S_{d}$  la surface de collecte des détecteurs considérée (en deg<sup>2</sup>). Dans l'études des amas de galaxies, la bande d'énergie correspondant au rayon X mous est privilégié. Ainsi je considère  $E_{\min} = 0.5$  keV et  $E_{\max} = 2.0$  keV,



FIGURE 3.14 – Densité spectrale de flux des évènements de la région outFOV pour chaque détecteur. Les points de données sont représentés par des croix noires tandis la courbe continue bleue montre l'ajustement optimal du modèle du bruit instrumental. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.

<sup>8.</sup> https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XSappendixStatistics.html

Pour chacun des ajustements, j'ai calculé les  $\chi_r$ . Les valeurs pour chaque détecteur sont les suivantes :  $\chi^2_{r, \text{EMOS1}} = 1.57$ ,  $\chi^2_{r, \text{EMOS2}} = 1.69$  et  $\chi^2_{r, \text{EPN}} = 1.61$ . Ces valeurs montrent que les modèles  $\mathcal{M}^{\text{continuum}}_{\text{BKG}}(E)$  et  $\mathcal{M}^{\text{raies}}_{\text{BKG}}(E)$  rendent totalement compte des données récoltées par *XMM-Newton* dans la région outFOV. Ce résultat montre que la contribution des protons mous au bruit instrumental calme est bien négligeable, tout du moins dans la région outFOV.

# 3.5 Contamination astrophysique

Une modélisation précise et rigoureuse de toutes les différentes contributions astrophysiques au signal est absolument primordiale si l'on souhaite pouvoir extraire des propriétés fiables et caractériser le système triple d'amas de galaxies étudié dans ce manuscrit. L'intégralité de l'émission astrophysique parasite que l'on souhaite modéliser et/ou masquer se regroupe en quatre composantes :

- l'émission des sources ponctuelles résolues ( $\mathcal{E}_{sources}$ ),
- l'émission du fond extragalactique ( $\mathcal{E}_{ExG}$ ),
- l'émission du halo galactique ( $\mathcal{E}_{\mathrm{GaH}}$ ),
- l'émission de la bulle chaude locale ( $\mathcal{E}_{LHB}$ ).

Cette analyse porte sur les trois amas de galaxies composant le système triple PLCK G214.6+37.0 ainsi qu'un éventuel excès d'émission du gaz interamas. Il est donc primordial de définir correctement différentes régions d'analyse qui me permettent d'isoler des zones d'étude au sein desquelles je peux mesurer la contamination astrophysique et le bruit instrumental, et d'autres zones au sein desquelles, une fois la contamination astrophysique complètement modélisée, je peux isoler le signal issu des amas de galaxies composant le système.

#### Définition des régions d'étude :

J'ai défini une zone,  $Z_{13}$ , par un cercle de treize minutes d'arc de rayon centré au point focal de chaque instrument. Cette réduction de la zone inFOV est habituellement appliquée afin de s'assurer que les sources ponctuelles ne contaminent pas le signal. En effet, le but est de s'affranchir de la partie externe du



FIGURE 3.15 – Représentation schématique des régions d'analyse.

champ de vue pour laquelle l'efficacité de collecte est plus faible en raison du « vignettage » du banc optique. Une conséquence de ce vignettage est que dans cette zone, le bruit instrumental peut être surestimé par rapport à la contamination astrophysique ce qui fausserait son estimation. Ensuite, l'étendue de chaque amas est définie par une zone circulaire  $Z_{(A,B,C),e}$  de cinq minutes de rayon ce qui correspond, en me référant aux valeurs mesurées dans PLANCK COLLABORATION (2013b), approximativement à  $2.2R_{500}$ . La partie centrale de chaque amas  $Z_{(A,B,C),c}$  est définie comme un cercle de rayon d'une minute d'arc équivalent à  $R_{500}/2$ . Une zone globale encerclant ces trois zones définit une région,  $Z_{systeme}$ , caractérisant le système triple à l'étude ici.

Sur la figure 3.15, les zones  $\mathcal{Z}_{(A,B,C),c}$  sont représentées par trois cercles jaunes. Les cercles magenta représentent les zones  $\mathcal{Z}_{(A,B,C),e}$  et le cercle rouge délimite la zone  $\mathcal{Z}_{systeme}$ . Le cercle vert caractérise la limite de la zone d'analyse spectrale du fond diffus astrophysique  $\mathcal{Z}_{13}$ .

Dans cette section, je cherche à modéliser et estimer rigoureusement toutes les différentes contributions astrophysiques qui composent le signal. Le signal mesuré par les instruments du système EPIC est décrit par

$$\begin{cases} \mathcal{E}_{\text{tot}} = \mathcal{E}_{\text{noise}} + \mathcal{E}_{\text{sources}} + \mathcal{E}_{\text{systeme}} \\ \mathcal{E}_{\text{noise}} = \mathcal{E}_{\text{BKG}} + \mathcal{E}_{\text{astro}} \\ \mathcal{E}_{\text{astro}} = \mathcal{E}_{\text{LHB}} + \mathcal{E}_{\text{GaH}} + \mathcal{E}_{\text{ExG}} \end{cases}$$
(3.10)

où  $\mathcal{E}_{tot}$  représente l'émission totale X mesurée par XMM-Newton,  $\mathcal{E}_{systeme}$  représente l'émission du système triple d'amas de galaxies PLCK G214.6+37.0,  $\mathcal{E}_{sources}$  dénote l'émission de l'ensemble des sources ponctuelles résolues dans le champ de vue de l'observation, et  $\mathcal{E}_{noise}$  rassemble l'émission du bruit instrumental ( $\mathcal{E}_{BKG}$ ) et de la contamination astrophysique ( $\mathcal{E}_{astro}$ ).

Après avoir masqué les sources ponctuelles présentes dans le champ de vue des observations de ce système (voir section 3.5.1.1) je me focaliserai sur l'estimation de l'émission  $\mathcal{E}_{noise}$ . J'ai défini la région d'étude  $\mathcal{Z}_{noise} = \mathcal{Z}_{13} - \mathcal{Z}_{systeme}$  au sein de laquelle seules les émissions du bruit instrumental  $\mathcal{E}_{BKG}$  et de la contamination astrophysique  $\mathcal{E}_{astro}$  sont collectées par les détecteurs.

#### 3.5.1 L'émission du fond extra-galactique

De nombreux processus sont à l'origine d'une émission de rayons X extra-galactiques de fond. Cette émission de fond comprend une contribution dite résolue et une autre dite diffuse. Dans une premier temps, je décrirai le masque que j'ai appliqué à mes observations afin de m'affranchir de la contamination extragalactique résolue. Dans un deuxième temps, je présenterai le modèle que j'ai utilisé afin de modéliser l'émission diffuse du fond extra-galactique.

#### 3.5.1.1 L'émission résolue du fond extra-galactique

Le XMM-Newton Survey Science Center (SSC) produit des catalogues de toutes les sources extra-galactiques de rayons X détectées avec XMM-Newton. Ces catalogues, basés sur un retraitement de toutes les données utilisées, sont appelés 1XMM (XMM-NEWTON SURVEY SCIENCE CENTRE 2003), 2XMM (WATSON, M. G. *et al.* 2009), 3XMM (ROSEN, S. R. *et al.* 2016).

J'ai utilisé, pour mon analyse, le catalogue  $3XMM-DR8^9$ . Il se base sur les données des  $6\,496$  observations propres sur  $10\,242$  effectuées entre le 3 février 2000 et le 30 novembre 2017. Un degré de confiance est donné pour chaque détection, identifié par une étiquette. L'étiquette 0 correspond à une détection de confiance, l'étiquette 1 signifie que peu de confiance est attribuée à la détection et alors que l'étiquette 2 annonce une forte probabilité de fausse détection. Ce catalogue répertorie  $775\,153$  sources détectées dont  $633\,733$  possédant un degré de confiance égal à 0. Le spectre en énergie fut mesuré pour  $173\,277$  de celles-ci. Une description détaillée des propriétés du catalogue se trouve à l'adresse suivante : http://xmmssc.irap.omp.eu/Catalogue/3XMM-DR8/3XMM\_DR8.html. J'ai extrait du catalogue 3XMM-DR8 une liste des sources détectées dans un rayon de 35 minutes d'arc autour du centre du pointé (ra = 137.229, dec = 14.635) avec un degré de confiance inférieur ou égal à 1. Je trouve 220 sources présentes dans la région. Pour chacune d'elles, j'ai extrait du catalogue

- La position de la source : ra, dec
- L'étendue de la source : sc\_extent
- le degré de confiance de la détection : sum\_flag

La position (ra, dec) et l'étendue de chaque source (sc\_extent) m'ont permis de définir des régions circulaires pour masquer et ainsi supprimer la contamination provenant de ces sources. J'ai donc créé un masque de ces sources à partir de ces régions. Après application de ce masque, j'ai remarqué que l'émission d'une majorité des 220 sources « bavait » autour de la délimitation du masque. J'ai donc modifié à la main le rayon du cercle masquant chaque source afin de m'assurer que l'émission de ces dernières soit complètement masquée. La figure 3.16 montre des cercles cyan correspondant à chaque source ponctuelle que je souhaite masquer.

<sup>9.</sup> This research has made use of data obtained from the 3XMM XMM-Newton serendipitous source catalogue compiled by the 10 institutes of the XMM-Newton Survey Science Centre selected by ESA.



FIGURE 3.16 – Images du nombre de coups lissées par un filtre Gaussien de  $\sigma = 5$  pixels. En cyan est représenté le masque des sources ponctuelles résolues. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.

La figure 3.17 montre le signal résiduel mesuré par les trois détecteurs du système EPIC après application du masque sur les fichiers évènements de l'observation longue. On voit clairement, à l'exception des amas de galaxies qui représentent des sources étendues et diffuses, que l'image est uniforme indiquant que les sources ponctuelles sont correctement masquées.



FIGURE 3.17 – Images du nombre de coups après application du masque des sources ponctuelles résolues. L'image est lissée par un filtre Gaussien de largeur  $\sigma = 5$  pixels. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN

#### 3.5.1.2 L'émission non résolue du fond extra-galactique

Le fond extra-galactique (ExG) est la somme des contributions de sources. Ces sources sont essentiellement des galaxies. Au sein des galaxies, les processus qui produisent des rayons X furent amplement étudiés au cours des vingt dernières années. L'interaction des vents stellaires avec le milieu interstellaire peut être responsable de l'émission diffuse observée dans les jeunes amas d'étoiles (GIACCONI *et al.* 1962; BUTCHER *et al.* 1997; GIOMMI *et al.* 2000; R. D. BLANDFORD *et al.* 2002). L'énergie cinétique de rotation d'une étoile avant l'effondrement est transférée à l'étoile à neutrons, qui tourne très rapidement à sa naissance. Le champ magnétique de cette étoile avant l'effondrement est également transféré à l'étoile à neutrons et est fortement amplifié. L'interaction du champ magnétique en rotation rapide avec des particules peut accélérer ces particules à des hautes énergies. Ces dernières peuvent émettre un rayonnement radio, visible et de rayons X à travers le rayonnement synchrotron du pulsar (WEISSKOPF *et al.* 2000 et HWANG *et al.* 2004) contribuant à ce fond extra-galactique. Les galaxies émettent du rayonnement X de par l'accumulation des rayonnements provenant des étoiles de leur séquence principale. De plus certaines galaxies, comme la nôtre, abritent un trou noir supermassif. Un rayonnement X est associé à l'éfondrement gravitationnel de matière vers ce trou noir au centre du disque d'accrétion (HASINGER 1999; POMPILIO *et al.* 2000; FRANCESCHINI *et al.* 2002; HASINGER 2003).

Par ailleurs, les travaux menés par TCHERNIN, C. *et al.* (2016) et ECKERT, MOLENDI *et al.* (2014) dans le cadre de la collaboration *XCOP* nous montrent qu'une contribution importante au rayonnement X des amas de galaxies provient du gaz inter-galactique et inter-amas. Il est donc possible que le masque décrit ci-dessus et appliqué aux observations n'assure pas la suppression de l'émission de ce gaz diffus associé aux sources ponctuelles.
La densité spectrale de flux de cette émission diffuse sera modélisée dans cette analyse par une loi de puissance atténuée :

**Modèle 3**  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  (*phabs* (*powerlaw*)), densité spectrale de flux de l'émission du fond extra-galactique diffus. C'est un modèle simple de loi de puissance combinée à un modèle d'absorption.

$$\mathcal{M}_{\mathrm{ExG}}(E) \propto \mathcal{N}_{\mathrm{ExG}} \times e^{-n_H \sigma(E)} E^{-\alpha}$$
 (3.11)

avec  $\sigma(E)$  la section efficace d'absorption photo-électrique,  $n_H$  la densité de colonne d'atomes d'hydrogène (en atomes.cm<sup>-2</sup>), E l'énergie (en keV) et  $\alpha$  l'indice spectral.  $\mathcal{N}_{ExG}$  représente la normalisation de ce modèle calculée comme la valeur de la densité spectrale de flux à 1 keV.

Ce modèle contient trois paramètres : la densité de colonne d'atomes d'hydrogène à partir de laquelle l'abondance des éléments est induite, l'indice spectral de la loi de puissance ainsi que sa normalisation. Le relevé *Leiden/Argentine/Bonn* (LAB) présenté dans KALBERLA, P. M. W. *et al.* (2005) donne accès aux valeurs de la densité de colonne d'atomes d'hydrogène dans la Voie Lactée. À partir de ces résultats, j'ai fixé  $n_H = 3.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . En suivant les études de HENLEY & SHELTON (2010) et ECKERT, MOLENDI *et al.* (2014), j'ai également fixé l'indice spectral  $\alpha$  de la loi de puissance à 1.46.

HENLEY & SHELTON (2013) ont étudié l'émission du fond extra-galactique diffus dans 110 champs de vue XMM-Newton. Il ont mesuré une brillance de surface pour cette émission de  $SB_{ExG}^{ref} = (4.535 \pm 1.125) \times 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2} \text{.s}^{-1} \text{.deg}^{-2}$ . Cette valeur de brillance de surface me permet de contraindre la normalisation  $\mathcal{N}$  du modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  (voir équation 3.9).

#### 3.5.2 L'émission du halo galactique

La deuxième composante de l'émission parasite astrophysique est l'émission en rayons X du halo de notre propre galaxie : la Voie Lactée. On l'appelle émission du halo galactique (GaH par la suite). Les observations en rayons X montrent que le halo de notre galaxie contient du plasma chaud et diffus. Ce plasma peut être observé en émission, en tant que composante du fond de rayons X mous ( $\sim 0.1 - 2.0$  keV, voir par exemple KUNTZ & S. L. SNOWDEN 2000, YOSHINO *et al.* 2009, HENLEY & SHELTON 2010, et HENLEY & SHELTON 2013). Ces multiples analyses démontrent la présence d'un plasma de température  $\sim (1 - 3) \times 10^6$  K au sein de notre halo galactique. L'origine de ce gaz chaud est encore incertaine. Deux processus semblent apporter des éléments de réponse vis-à-vis de ce questionnement. Le premier est les éjections de gaz lors des explosions de supernova (JOUNG & MAC LOW 2006; HENLEY, SHELTON *et al.* 2015). Lorsque de tels évènements se produisent, la matière éjectée est sujette à une retombée sur le disque galactique, on parle d'une fontaine galactique. Le deuxième est l'accrétion de matière appartenant au milieu inter-galactique (GERHARD 2003; RICHTER 2017).

En suivant l'argumentation présentée dans HENLEY & SHELTON (2010), HENLEY & SHELTON (2013) et HENLEY, SHELTON *et al.* (2015), j'ai modélisé l'émission du halo galactique comme celle d'un plasma collisionnel chaud absorbé en utilisant le code numérique APEC (Astrophysical Plasma Emission Code, SMITH *et al.* 2001) (voir annexe **??**).

**Modèle 4** :  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  de la densité spectrale de flux de l'émission du halo galactique.

Un modèle simple d'absorption M(E) se combine au modèle d'émission  $\mathcal{M}_{APEC}(E)$  présenté dans l'annexe **??**. L'absorption photo-électrique M(E) est définie par

$$M(E) = e^{-n_H \sigma(E)} \tag{3.12}$$

avec  $\sigma(E)$  la section efficace photo-électrique et  $n_H$  la densité de colonne d'atomes d'hydrogène (en atomes.cm<sup>-2</sup>). La densité spectrale de flux de l'émission du halo galactique est donc définie comme

$$\mathcal{M}_{\text{GaH}}(E) \propto \mathcal{N}_{\text{GaH}} \times M(E) \times \frac{\epsilon(T_{\text{e}})}{4\pi \mathcal{D}_A^2(z)} \int N_{\text{e}} N_{\text{H}} \, dV$$
 (3.13)

avec  $\mathcal{D}_A^2(z)$  la distance angulaire fonction du redshift z,  $N_{\rm e}$  et  $N_{\rm H}$  les densités de colonne d'électrons et

d'hydrogène du halo galactique et  $\epsilon(T_e)$  l'émissivité en fonction de la température.  $\mathcal{N}_{GaH}$  représente la normalisation du modèle définie comme la valeur de la densité spectrale de flux à 1 keV.

Ce modèle contient cinq paramètres libres : la densité de colonne d'atomes d'hydrogène, la température, l'abondance (au travers du calcul de l'émissivité dans la modèle APEC, annexe ??), le redshift et la normalisation  $\mathcal{N}_{GaH}$  du modèle. Comme ci-dessus, j'ai fixé  $N_{\rm H}$  à la valeur de  $3.8 \times 10^{20} {\rm cm}^{-2}$  (voir relevé LAB, KALBERLA, P. M. W. *et al.* 2005). Notre halo galactique est local, j'ai donc fixé la valeur du redshift à z = 0. L'étude de HENLEY & SHELTON (2013) indique une température moyenne du halo galactique de  $T_{\rm e} = 0.210$  keV que je fixe en accord avec l'étude d'ECKERT, MOLENDI *et al.* (2014).

HENLEY & SHELTON (2013) ont spécifiquement étudié l'émission du halo galactique pour 110 champs de vue *XMM-Newton* et ont fourni la brillance de surface pour chacun d'entre eux. Ces brillances sont comprises dans l'intervalle  $[0.5-7.0] \times 10^{-12} \,\mathrm{erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}}$  avec une mesure médiane de  $1.5 \times 10^{-12} \,\mathrm{erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}}$ . A partir de ces mesures j'ai contraint la valeur de la normalisation du modèle  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$ .

#### 3.5.3 L'émission de la bulle chaude locale

Un des signaux astrophysiques que l'on doit considérer ici comme contamination est cette émission de rayon X de faible énergie qui imprègne le ciel : on l'appelle émission de la bulle chaude locale (LHB).

Cette bulle chaude locale est une cavité dans le milieu interstellaire de notre galaxie, englobant la totalité de notre système solaire et remplie de gaz chaud émettant des rayons X. La première preuve de l'existence de cette région sous-dense dans notre galaxie fut apportée par l'étude de W. T. SANDERS *et al.* (1977). L'hypothèse mise en avant pour son origine est que six explosions de supernova à proximité du lieu de notre système solaire ont creusé cette bulle laissant une région relativement peu remplie d'hydrogène neutre mais contenant beaucoup de gaz à un 10<sup>6</sup> K (MAÍZ-APELLÁNIZ 2001). Aujourd'hui, il subsiste encore des incertitudes sur son âge et sur sa formation, en partie dues au fait que la bulle n'est pas du tout sphérique ni uniforme, et ses différentes régions peuvent avoir été produites à différentes époques (ABT 2011). Il est également possible que l'interaction des vents solaires avec des matériaux du système solaire contribue à cette émission. Lorsque les ions électriquement chargés contenus dans les vents solaires entrent en collision avec des atomes d'hydrogène et d'hélium neutres dans l'espace interplanétaire, ils peuvent échanger des électrons, produisant des rayons X mous. Les analyses de PUSPITARINI, L. *et al.* (2014) et de GALEAZZI *et al.* (2014) concluent que la contribution des vents solaire à cette émission n'est que partielle et que l'existence de cette bulle chaude locale est nécessaire pour rendre compte des observations.

J'ai modélisé l'émission de la bulle chaude locale comme celle d'un plasma collisionnel chaud non absorbé en utilisant le code numérique APEC.

**Modèle 5** :  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$ , densité spectrale de flux de l'émission de la bulle chaude locale. Cette densité spectrale de flux est modélisée par un modèle d'émission APEC :

$$\mathcal{M}_{\rm LHB}(E) \propto \mathcal{N}_{\rm LHB} \times \frac{\epsilon(T_{\rm e})}{4\pi \mathcal{D}_A^2(z)} \int N_{\rm e} N_{\rm H} \ dV$$
 (3.14)

avec  $\mathcal{D}_A^2(z)$  la distance angulaire fonction du redshift z,  $N_{\rm e}$  et  $N_{\rm H}$  les densités de colonne d'électrons et d'hydrogène du halo galactique, l'émissivité  $\epsilon(T_{\rm e})$  à la température  $T_{\rm e}$  et  $\mathcal{N}_{\rm LHB}$  la normalisation du modèle définie comme la valeur de la densité spectrale de flux à 1 keV.

Ce modèle contient quatre paramètres libres : la température, l'abondance (au travers du calcul de l'émissivité dans la modèle APEC, annexe ??), le redshift et la normalisation  $\mathcal{N}_{\text{LHB}}$  du modèle. La bulle chaude étant locale, le paramètre redshift est fixé à 0. Les mesures par *ROSAT* de cette émission montrent une température uniforme de  $T_e = 0.11$  keV, ainsi ce paramètre est fixé à cette valeur. L'abondance est fixée à une valeur de 1 car cette bulle englobe notre système solaire. Le relevé *ROSAT* (S. SNOWDEN 1993) a produit sur tout le ciel une mesure du fond astrophysique dans sept bandes d'énergie ( $\mathcal{R}_{1-7}$ ). Afin de calculer une valeur de brillance de surface pour la bulle chaude locale dans le relevé *ROSAT*, j'ai calculé le nombre de photons par seconde du fond X mesuré dans les bandes  $\mathcal{R}_4$  et  $\mathcal{R}_7$ , sur une surface de un degré carré englobant le système PLCK G214.6+37.0 à l'aide de l'interface X-Ray Background Tool<sup>10</sup>. J'ai ensuite converti ce nombre de photons par seconde en flux tel qu'il serait mesuré par le satellite *XMM-Newton* 

<sup>10.</sup> https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/xraybg/xraybg.pl

à l'aide de l'interface WebPIMMS<sup>11</sup>. Ayant mesuré le nombre de photons par seconde sur une surface de un degré carré, en suivant l'équation 3.9, le flux est égal à la brillance de surface. J'ai ainsi mesuré des données *ROSAT* la brillance de surface du fond X *XMM-Newton* dans la bande d'énergie [0.5 - 2.0] keV. J'obtiens  $SB_{LHB}^{ref} = (4.553 \pm 0.377) \times 10^{-12} \text{ erg.cm}^{-2} \text{.s}^{-1} \text{.deg}^{-2}$ .

# 3.6 Ajustement du modèle de nuisance X

L'ajustement du modèle  $\mathcal{M}_{noise}(E)$  décrivant la densité spectrale de flux de la nuisance X doit être exécuté de manière séquentielle afin de limiter au maximum la dégénérescence entre les différentes contributions. En effet les différentes composantes de bruit (le bruit instrumental BKG, le fond extra-galactique diffus ExG, le halo galactique GaH et la bulle chaude locale LHB) ne contribuent pas toutes dans les mêmes intervalles d'énergie.

Ainsi, dans un premier temps, j'ajuste le modèle du continuum instrumental  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  aux données de chaque détecteur individuellement enregistrées dans la zone d'étude  $\mathcal{Z}_{noise}$  sur l'intervalle d'énergie  $[10.0 - E_{max}]$  keV ( $E_{max} = 11.8$  pour EMOS et  $E_{max} = 13.6$  pour EPN). Sur cet intervalle, seul le bruit instrumental est mesuré et ceci me permet donc d'estimer sa contribution sans dégénérescence. Dans un second temps j'ajuste, toujours pour chaque détecteur individuellement, le modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  sur l'intervalle d'énergie  $[2.0 - E_{max}]$  keV car sur cet intervalle seul la contamination extra-galactique s'ajoute à celle du bruit instrumental. Dans un dernier temps, j'ajuste les modèles  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  et  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$   $[0.5 - E_{max}]$  keV. Sur cet intervalle, les deux contributions (GaH et LHB) sont présentes et la dégénérescence lors de l'ajustement n'est contrôlée uniquement que par rapport aux valeurs de référence extraites de la littérature et/ou mesurées préalablement.

Les amplitudes  $\mathcal{A}_i$  du modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  de la densité spectrale de flux dans les raies d'émission instrumentales seront laissées libres afin d'ajuster au mieux les raies individuelles d'émission qui sont présentes sur l'intégralité de la bande d'énergie des détecteurs.

Pour finir, motivé par le fait que chaque détecteur mesure la même contribution astrophysique, j'ajuste simultanément le modèle de la nuisance X  $\mathcal{M}_{noise}(E)$  défini comme

$$\begin{cases} \mathcal{M}_{\text{noise}}(E) = \mathcal{M}_{\text{BKG}}^{\text{continuum}}(E) + \mathcal{M}_{\text{BKG}}^{\text{raise}}(E) + \mathcal{M}_{\text{Astro}}(E) \\ \mathcal{M}_{\text{Astro}}(E) = \mathcal{M}_{\text{ExG}}(E) + \mathcal{M}_{\text{GaH}}(E) + \mathcal{M}_{\text{LHB}}(E), \end{cases}$$
(3.15)

sur l'intégralité de la bande d'énergie, en imposant que les paramètres des modèles soient identiques pour tous les détecteurs. Les surfaces collectrices (en  $\deg^2$ ) ne sont pas identiques entre détecteurs et j'ai donc inclus, lors de cet ajustement simultané, un facteur multiplicatif égal à la surface collectrice du détecteur considéré.

#### 3.6.1 Protocole

Les spectres utilisés pour cet ajustement ont été extraits des évènements enregistrés dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  après avoir appliqué le masque des sources ponctuelles défini dans la section 3.5.1.1. Ainsi je m'assure de mesurer, dans cette zone, toute émission parasite au signal X provenant du système triple, i.e. le bruit instrumental, l'émission de la bulle chaude locale, l'émission de notre halo galactique ainsi que l'émission du fond extra-galactique.

Ajustement du modèle du bruit instrumental. Comme décrit par HICKOX & MARKEVITCH (2006), dans la bande d'énergie  $\geq 10$  keV, seul le bruit instrumental, produit par les particules de hautes énergies, est enregistré par les détecteurs. Ainsi on ajuste les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{continuum}}(E)$  et  $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{raies}}(E)$  sur la bande [10.0-11.8] keV pour EMOS et [10.0-13.6] keV pour EPN. L'ajustement de ce bruit dans la région extérieure au plan focal (voir section 3.5) a permis d'obtenir une valeur de référence pour la brillance de surface, en fonction des trois détecteurs, nommée  $\mathcal{SB}_{BKG}^{\text{ref},d}$ . On sait que le bruit instrumental n'est pas uniforme sur toute la surface de détection, et on laissera donc la normalisation du modèle 1 libre lors de l'ajustement dans l'intervalle  $\left[\frac{\mathcal{SB}_{BKG}^{\text{ref},d}}{10}, \mathcal{SB}_{BKG}^{\text{ref},d} \times 10\right]$ .

<sup>11.</sup> https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3pimms/w3pimms.pl

Ajustement du modèle de la contamination du fond extra-galactique diffus À l'issue de l'ajustement du modèle  $\mathcal{M}_{\mathrm{BKG}}^{\mathrm{continuum}}(E)$  sur la bande dure  $[10.0 - E_{\mathrm{max}})$ , ce dernier est fixé. Les amplitudes  $\mathcal{A}_i$  du modèle  $\mathcal{M}_{\mathrm{BKG}}^{\mathrm{raies}}(E)$  restent libres. Un deuxième ajustement est opéré cette fois sur la bande d'énergie  $[2.0 - E_{\mathrm{max}}]$ . Sur cette bande, aucune émission des rayons X mous n'est mesurée, et il est donc possible d'ajuster avec précision et sans dégénérescence la composante extra-galactique de la contamination astrophysique. Prenant en compte la difficulté que représente le masquage des sources extra-galactiques résolues, particulièrement leur étendue, je laisse la normalisation du modèle  $\mathcal{M}_{\mathrm{ExG}}(E)$  libre lors de l'ajustement. Le calcul de la valeur de la brillance de surface et la comparaison de cette dernière avec celle extraite de la littérature , i.e.  $\mathcal{SB}_{\mathrm{ExG}}^{\mathrm{ref}} = (4.535 \pm 1.125) \times 10^{-12} \mathrm{erg.cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}.\mathrm{deg}^{-2}$  seront essentiels à la compréhension de l'ajustement et de sa qualité.

Ajustement du modèle de la contamination du halo galactique et de la bulle chaude locale. Désormais, les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$ ,  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  et  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  sont fixés. L'émission de la bulle chaude locale et l'émission du halo galactique ont leur empreinte spectrale dans la bande [0.5 - 2.0] keV. On ajuste donc les deux modèles  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$  et  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  aux données extraites des trois détecteurs individuellement. Comme indiqué dans les sections 3.5.3 et 3.5.2, les valeurs de brillance de surface collectées dans la littérature  $\mathcal{B}_{LHB}^{ref} = (4.553 \pm 0.377) \times 10^{-12} \, \mathrm{erg. cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}.\mathrm{deg}^{-2}$  et  $\mathcal{B}_{GaH}^{ref} = 1.5 \times 10^{-12} \, \mathrm{erg. cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$  sont insérées comme valeurs initiales et laissées libres dans les intervalles  $[0.5 \times \mathcal{SB}_{GaH}^{ref}, 1.5 \times \mathcal{SB}_{GaH}^{ref}]$  et  $[0.5 \times \mathcal{SB}_{GaH}^{ref}, 1.5 \times \mathcal{SB}_{GaH}^{ref}]$  car ces émissions ne sont pas uniformes, et dans le champ de vue de nos observations, les valeurs de ces brillances de surface n'ont aucune raison d'être égales à celles calculées dans des champs de vue complètement différents.

Ajustement simultané du modèle de nuisance X. Dans les étapes précédentes, j'ai ajusté le modèle du fond instrumental et astrophysique à chaque détecteur individuellement. Cependant les trois détecteurs observent le même ciel, et l'ajustement de la contamination astrophysique devrait converger vers les mêmes estimations indépendamment du détecteur (le bruit instrumental varie de détecteur à détecteur). Ce n'est pas le cas (voir les sections 3.6.2). Je procède donc à un ajustement combiné du modèle de nuisance  $\mathcal{M}_{noise}(E) = \mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}(E) + \mathcal{M}_{ExG}(E) + \mathcal{M}_{GaH}(E) + \mathcal{M}_{LHB}(E)$  sur les données enregistrées par les trois détecteurs simultanément.

D'un côté, la composante instrumentale étant propre à chaque détecteur, je fixe tous les paramètres qui y sont associés aux valeurs mesurées lors des ajustements individuels. De l'autre, je fais l'hypothèse que les trois détecteurs mesurent la même émission astrophysique et donc j'impose que les paramètres des modèles  $\mathcal{M}_{\mathrm{ExG}}(E)$ ,  $\mathcal{M}_{\mathrm{GaH}}(E)$ , et  $\mathcal{M}_{\mathrm{LHB}}(E)$  soient identiques pour l'ensemble des détecteurs. La normalisation de chaque modèle, identique aux trois détecteurs, est laissée libre lors de l'ajustement dans un intervalle de confiance autorisant une déviation de 20% autour de la valeur initiale. Comme discuter au début de la section 3.6, j'applique un facteur multiplicatif égal à la surface collectrice de chaque détecteur afin de m'affranchir des différences de mesure intrinsèques des trois détecteurs.

#### 3.6.2 Résultats

Ajustement du bruit instrumental. Comme écrit plus haut, j'ajuste les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$  et  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$ dans la bande d'énergie dure, i.e.  $[10.0, E_{max}]$  keV. La figure 3.18 illustre l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$ et  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  sur la bande d'énergie  $[10.0, E_{max}]$  keV. Cette première étape, en coordination avec l'ajustement du bruit instrumental dans la zone outFOV présenté dans la section 3.5, a permis d'estimer précisément la contribution du bruit instrumental au fond diffus X. L'ajustement prend en considération une statistique Poissonnienne des données collectées dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  et je calcule  $\chi^2_{r,EMOS1} = 0.98$ ,  $\chi^2_{r,EMOS2} = 1.28$  et  $\chi^2_{r,EPN} = 1.56$ . La valeur du  $\chi_r$  calculée me permet de conclure que les modèles rendent compte des données, et donc que l'hypothèse que j'ai faite, à savoir que l'intégralité de l'émission du bruit dû aux protons mous fut totalement supprimée lors du filtrage temporel, est de nouveau vérifiée. Les résultats de cet ajustement se trouvent dans la table 3.6 ci-dessous.



FIGURE 3.18 – Densité spectrale de flux des évènements collectés dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Les croix noires représentent les données et la courbe continue bleue représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  sur la bande dure. Les pointillés représentent le modèle individuel  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies,i}(E)$  de chaque raie d'émission i (voir modèle 2). De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.

#### Modèle $\mathcal{M}_{\mathsf{BKG}}^{\mathsf{continuum}}(E)$ – Paramètres, et brillance de surface déduite

Paramètres	EMOS1	EMOS2	EPN		
$\alpha_{ m soft}$	$0.27\pm0.13$	$0.43\pm0.08$	$0.68\pm0.08$		
$E_{ m break}$ (keV)	1.5	1.9	1.6		
$lpha_{ m hard}$	$0.25\pm0.03$	$0.18 \pm 0.03$	$0.38\pm0.02$		
$\mathcal{N}_{ m BKG}$ (keV $^{-1}.$ cm $^{-2}.$ s $^{-1}$ )	$1.7\times 10^{-2}\pm 3.5\times 10^{-4}$	$2.5 \times 10^{-2} \pm 4.4 \times 10^{-4}$	$8.4 \times 10^{-2} \pm 1.0 \times 10^{-3}$		
$\mathcal{SB}^{[0.5-2.0]}_{ m BKG}$ (erg.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ .deg $^{-2}$ )	$6.9\times 10^{-9}\pm 4.4\times 10^{-11}$	$5.4\times 10^{-9}\pm 4.3\times 10^{-11}$	$1.0\times 10^{-8}\pm 1.1\times 10^{-10}$		

TABLE 3.6 – Paramètres du modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$  pour les trois détecteurs de *XMM-Newton* sur les données collectées dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  et brillance de surface déduite. Les paramètres sans erreurs sont les paramètres fixés lors de l'ajustement. Ceux présentant des erreurs sont les paramètres libres.

Le seul paramètre laissé libre lors de cet ajustement est la normalisation du modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$ , directement liée à la brillance de surface (équation 3.9). Les valeurs des brillances de surface calculées dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  sont plus élevées (d'un facteur 2) que celles calculées dans la zone outFOV. Ce résultat exhibe la nature anisotrope du bruit instrumental, i.e. le fait que le bruit instrumental varie fortement d'une zone d'étude à une autre. Il est donc primordial de toujours ajuster le modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E)$  dans la bande dure au préalable afin de correctement estimer la magnitude de la densité spectrale de flux de ce bruit.

J'ai, pour la suite de l'étude, fixé le modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{continuum}}(E)$  aux valeurs de l'ajustement présentées dans la table 3.6. Les amplitudes  $\mathcal{A}_i$  du modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{\text{raies}}(E)$  de la densité spectrale de flux dans raies d'émission instrumentales seront laissées libres.

Ajustement de l'émission extra-galactique Je continue la mesure du fond diffus X en examinant désormais l'intervalle d'énergie [2.0, 11.8] keV pour les caméras EMOS1 et EMOS2 et [2.0, 13.6] keV pour la caméra EPN. J'ajoute pour cette étape le modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  au modèle  $\mathcal{M}_{BKG}(E)$  préalablement fixé qui, dans ces bandes d'énergie, constituent les uniques sources de rayonnement X mesurées par les instruments à bord de *XMM-Newton*. La figure 3.19 montre l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}(E)$ ,  $\mathcal{M}_{BKG}(E)$  ainsi que les raies d'émission instrumentales. À l'issue de l'ajustement opéré sur les données des trois détecteurs individuellement, je calcule  $\chi^2_{r,EMOS1} = 0.98$ ,  $\chi^2_{r,EMOS2} = 1.28$  et  $\chi^2_{r,EPN} = 1.56$ . Les valeurs des paramètres du modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  sont présentées dans la table 3.7. La qualité de l'ajustement indique que le choix du modèle pour l'émission extra-galactique est judicieux et qu'aucune autre émission parasite n'est mesurée dans cette bande d'énergie.



FIGURE 3.19 – Densité spectrale de flux des évènement collecté dans la zone  $Z_{noise}$  sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Les croix noires représentent les données et la courbe continue verte représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  sur la bande dure. La courbe violette représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{ExG}^{continuum}(E)$  et les pointillé représentent le modèle individuel  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies,i}(E)$  de chaque raie d'émission i (voir modèle 2). La courbe bleue représente la somme des contributions présentées ci-dessus. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.

Modèle $\mathcal{M}_{FxG}(E)$ –	Paramètres,	et brillance	de surface	déduite
---------------------------------	-------------	--------------	------------	---------

Paramètres	EMOS1	EMOS2	EPN
$N_{\rm H}~({\rm cm}^{-3})$	$3.8\times10^{-20}$	$3.8\times10^{-20}$	$3.8\times10^{-20}$
$\alpha$	1.46	1.46	1.46
$\mathcal{N}_{\mathrm{ExG}}$ (keV $^{-1}$ .cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )	$1.0\times 10^{-4}\pm 1.4\times 10^{-5}$	$2.1 \times 10^{-4} \pm 1.2 \times 10^{-5}$	$1.4\times 10^{-4}\pm 9.6\times 10^{-5}$
$\mathcal{SB}^{[0.5-2.0]}_{\mathrm{ExG}}$ (erg.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ .deg $^{-2}$ )	$9.7\times 10^{-12}\pm 1.4\times 10^{-12}$	$1.3\times 10^{-11}\pm 7.4\times 10^{-13}$	$1.1\times 10^{-11}\pm 7.6\times 10^{-13}$

TABLE 3.7 – Paramètres du modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  pour les trois détecteurs de *XMM-Newton* sur les données collectées dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  et brillance de surface déduite. Les paramètres sans erreurs sont les paramètres du modèle fixés lors de l'ajustement. Ceux présentant des erreurs sont les paramètres libres.

J'ai calculé les valeurs des brillances de surface pour chaque détecteur à partir des valeurs de la normalisation du modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$ , seul paramètre libre du modèle (voir table 3.7). Afin de quantifier l'écart entre les valeurs que je mesure et celles extraites de la littérature, j'ai calculé pour chacune la distance Euclidienne  $\sigma_{\rm e}$ . J'ai mesuré les  $\sigma_{\rm e}$  quantifiant l'écart entre les valeurs des brillance de surface que j'ai calculées avec celle issues de la littérature. Je trouve pour les brillances de surface de l'émission du fond extra-galactique diffus :  $\sigma_{e,ExG}^{EMOS1} = 2.8$ ,  $\sigma_{e,ExG}^{EMOS2} = 6.2$  et  $\sigma_{e,ExG}^{EPN} = 4.7$ . Les valeurs que je mesure à partir des données de la zone  $Z_{noise}$  ne sont donc pas en accord (distance à plus de  $3\sigma$ ) avec celles présentes dans la littérature. Ce résultat soulève une interrogation sur le traitement de la contamination du fond extra-galactique résolu que j'ai appliqué. En effet, j'ai masqué les sources ponctuelles à l'aide de leur position et j'ai ajusté à l'oeil l'étendue de la zone circulaire masquant la source (voir section 3.5.1.1). Une des limitations de cette approche est que l'étendue visible de la source ponctuelle dépend de la profondeur de l'observation. Ainsi les différences de brillance de surface peuvent en dépendre fortement. Cependant, j'ai effectué le même protocole sur l'observation courte ( $\approx 13$ ks) et le résultat reste inchangé. Cela suggère que le problème est d'une autre nature. Le développement d'un protocole basé sur un calcul de flux dans des anneaux autour de la position de la source afin de calculer un profil radial et déterminer plus précisément l'étendue de chaque source individuelle en imposant une valeur de flux limite serait bienvenu.

Néanmoins, l'estimation de l'émission du fond extra-galactique diffus est en accord entre les deux observations à ma disposition. De plus, les résultats que j'obtiens indiquent que je surestime la contribution du fond extra-galactique diffus ce qui se traduira, dans le pire scénario possible, par une attribution trop importante du signal mesuré à l'émission extra-galactique diffuse par rapport au signal provenant des trois amas de galaxies et du gaz inter-amas. J'ai également calculé les écarts entre les valeurs des brillances de surface des trois détecteurs. J'obtiens  $1 \le \sigma_e \le 2$ . Ce résultat m'incite à considérer un ajustement simultané des données des trois détecteurs. En effet, ces détecteurs observent et mesurent le même ciel et donc devraient mesurer la même contamination astrophysique. Or le calcul de  $\sigma_e$  exhibe un écart non négligeable.

Par la suite, les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}(E)$  et  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  seront fixés aux valeurs des ajustements présentées dans les tables 3.6 et 3.7. Les amplitudes  $\mathcal{A}_i$  du modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  de la densité spectrale de flux dans raies d'émission instrumentales seront laissées libres.

Ajustement de l'émission du halo galactique et de la bulle chaude locale Les modèles  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  et  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$  ont leur empreinte spectrale dans la bande d'énergie  $\leq 2.0$  keV. J'ai donc ajusté ces deux modèles aux données, après avoir fixé les modèles  $\mathcal{M}_{BKG}(E)$  et  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$  aux valeurs présentées dans les tables 3.6 et 3.7, sur la bande complète d'énergie des détecteurs. Le modèle des raies d'émission est libre.



FIGURE 3.20 – Densité spectrale de flux des évènement collecté dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. Les croix noires représentent les données et la courbe continue verte représente l'ajustement des modèles  $\mathcal{M}_{BKG}^{continuum}(E) + \mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  sur la bande dure. La courbe orange représente l'ajustement du modèle  $\mathcal{M}_{ExG}(E)$ . Les courbes roses et violettes illustrent les ajustements des modèles  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  et  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$ . Les pointillés représentent le modèle individuel  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies,i}(E)$  de chaque raie d'émission i (voir modèle 2). La courbe bleue représente la somme des contributions présentées ci-dessus. De gauche à droite : EMOS1, EMOS2 et EPN.

Suite à cet ajustement des trois composantes, j'obtiens  $\chi^2_{r,EMOS1} = 1.14$ ,  $\chi^2_{r,EMOS2} = 1.35$  et  $\chi^2_{r,EPN} = 1.40$ . Ces valeurs indiquent que le modèle  $\mathcal{M}_{noise}$  de la densité spectrale de flux de la nuisance X rend très bien compte des données. Les valeurs des modèles de densité spectrale de flux  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  et  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$  ajustées sont résumées dans les tables 3.8 et 3.9 ci-dessous, respectivement. La qualité de l'ajustement indique que les modèles pris en considération pour l'émission du halo galactique et de la bulle chaude locale représentent correctement les données à ma disposition.

Symbole	EMOS1	EMOS2	EPN		
$n_{\rm H} \ ({\rm cm}^{-3})$	$3.8\times10^{-20}$	$3.8\times10^{-20}$	$3.8\times10^{-20}$		
kT (keV)	0.21	0.21	0.21		
$\mathcal{A}$	1.0	1.0	1.0		
z	0	0	0		
$\mathcal{N}_{ m GaH}$ (keV $^{-1}$ .cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )	$1.6\times 10^{-4}\pm 3.1\times 10^{-5}$	$6.2\times 10^{-4}\pm 2.5\times 10^{-5}$	$8.4\times 10^{-5}\pm 1.4\times 10^{-5}$		
${\cal {SB}}_{ m GaH}^{[0.5-2.0]}$ (erg.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ .deg $^{-2}$ )	$8.4 \times 10^{-12} \pm 1.5 \times 10^{-12}$	$2.1 \times 10^{-12} \pm 7.8 \times 10^{-13}$	$3.5 \times 10^{-12} \pm 5.5 \times 10^{-13}$		

Modèle $\mathcal{M}_{GaH}(E)$ –	Paramètres,	et	brillance	de	surface	déduite

TABLE 3.8 – Paramètres du modèle  $\mathcal{M}_{GaH}(E)$  pour les trois détecteurs de *XMM-Newton* sur les données collectées dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  et brillance de surface déduite. Les paramètres sans erreurs sont les paramètres du modèle fixés lors de l'ajustement. Ceux présentant des erreurs sont les paramètres libres. Les 110 observations étudiées dans HENLEY & SHELTON (2013) donnent une valeur médiane pour la brillance de surface de l'émission du halo galactique  $SB_{GaH}^{ref} = 1.5 \times 10^{-12} \, \mathrm{erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}}$ . La valeur de brillance de surface, pour chacun des détecteurs respectivement, s'écarte de cette valeur de référence de  $\sigma_{e,GaH}^{EMOS1} = 4.6$ ,  $\sigma_{e,GaH}^{EMOS2} = 0.8$  et  $\sigma_{e,GaH}^{EPN} = 3.6$ . L'écart entre les brillances de surface calculé sur les données de EMOS1 et EPN ne sont pas en accord avec la valeur médiane extraite de HENLEY & SHELTON (2013). Cependant, l'étude statistique sur les 110 observations de HENLEY & SHELTON (2013) exhibe des valeurs de brillance de surface dans l'intervalle  $[0.5 - 7.0] \times 10^{-12} \, \mathrm{erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}}$  ce qui indique que la contribution à la contamination astrophysique provenant du halo galactique est finalement en accord avec les études précédemment réalisées. Malgré ce dernier résultat, les valeurs des brillance de GaH mesurée avec EMOS1 et celle mesurée avec EMOS2 (voir table 3.8). Ce résultat m'incite à considérer un ajustement simultané des données des trois détecteurs qui me permettra de forcer les trois détecteurs à converger vers un modèle de densité spectrale de flux de l'émission du halo galactique unique (voir ci-dessous). L'étude de l'observation courte mène aux mêmes conclusions vis-à-vis de l'émission du halo galactique et sur la nécessité de recourir à un ajustement simultané des données des trois détecteurs.

Paramètres	EMOS1	EMOS2	EPN
kT (keV)	0.11	0.11	0.11
${\mathcal A}$	1.0	1.0	1.0
z	0	0	0
$\mathcal{N}_{ m LHB}$ (keV $^{-1}$ .cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ )	$2.1 \times 10^{-4} \pm 1.0 \times 10^{-4}$	$3.1\times 10^{-4}\pm 8.3\times 10^{-5}$	$2.5 \times 10^{-4} \pm 4.2 \times 10^{-5}$
$\mathcal{SB}_{ m LHB}^{[0.5-2.0]}$ (erg.cm $^{-2}$ .s $^{-1}$ .deg $^{-2}$ )	$2.7 \times 10^{-12} \pm 1.3 \times 10^{-12}$	$2.6 \times 10^{-12} \pm 5.1 \times 10^{-13}$	$2.6\times 10^{-12}\pm 3.7\times 10^{-14}$

TABLE 3.9 – Paramètres du modèle  $\mathcal{M}_{LHB}(E)$  pour les trois détecteurs de *XMM-Newton* sur les données collectées dans la zone  $\mathcal{Z}_{noise}$  et brillance de surface déduite. Les paramètres sans erreurs sont les paramètres du modèle fixés lors de l'ajustement. Ceux présentant des erreurs sont les paramètres libres.

La brillance de surface de la bulle chaude locale dans la zone d'étude mesurée par ROSAT est  $SB_{LHB}^{ref} = (4.553 \pm 0.377) \times 10^{-12} \,\mathrm{erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}}$ . Les valeurs de brillance de surface de l'émission de la bulle chaude locale que je mesure sont distantes de la valeur de  $SB_{LHB}^{ref}$  de  $\sigma_{e,LHB}^{EMOS1} = 1.4$ ,  $\sigma_{e,LHB}^{EMOS2} = 3.1$  et  $\sigma_{e,LHB}^{EPN} = 3.6$ . Ce résultat me laisse à penser que l'émission de la bulle chaude locale est sous-estimée lors de l'ajustement. Cependant *XMM-Newton* offre une résolution spatiale nettement supérieure à celle de *ROSAT* ce qui permet donc un sondage plus précis de l'émission de la bulle chaude locale qui n'est pas uniforme. La valeur de brillance de surface que j'ai extraite du relevé *ROSAT* provient d'une zone d'un degré carré ce qui est presque 100 fois plus grand que la surface de la zone  $Z_{noise}$ . Il est donc concevable que l'émission LHB, dans le champ de vue de nos observations, soit plus faible localement. De plus, *XMM-Newton* possède une résolution spectrale beaucoup plus fine que *ROSAT* ce qui permet un ajustement des modèles plus précis. Pour finir, les valeurs mesurées des brillances de surface pour chaque détecteur sont très similaires avec un écart entre elles inférieur à 0.75.

Les valeurs des  $\chi_r^2$  présentées ci-dessus indiquent une très bonne qualité de l'ajustement du modèle de nuisance X aux données, ce qui montre que ce dernier rend très bien compte des données. Cependant, plusieurs résultats m'incitent à pousser mon protocole de réduction vers un ajustement simultané des données des trois détecteurs. En effet, l'écart entre les brillances de surface de l'émission du fond extra-galactique diffus que je mesure pour chaque détecteur montre que chaque détecteur individuel ne converge pas vers le même paramétrage du modèle de densité spectrale de flux de cette émission. De même, la non similarité, entre les trois détecteurs, des valeurs mesurées pour la brillance de surface de l'émission du halo galactique me pousse à établir une procédure d'ajustement jointe<sup>12</sup>.

<sup>12.</sup> les résultats de l'ajustement sur l'observation courte exhibent également la nécessité d'une telle procédure.

Ajustement simultané du modèle du fond diffus X Les trois étapes précédentes m'ont permis d'ajuster aux données collectées par chaque détecteur indépendamment les uns des autres, dans la zone  $Z_{noise}$ , le modèle du fond diffus X défini par l'équation 3.15. Bien que les ajustements furent de bonne qualité d'après les valeurs des  $\chi_r^2$  obtenues, j'ai souligné plusieurs problèmes, illustrés par les écarts de plus de  $3\sigma$  des valeurs de brillance de surface entre les détecteurs, notamment pour l'émission du fond extra-galactique et celle du halo galactique. Or, je considère naturel que les trois détecteurs mesurent la même émission astrophysique, et c'est pour cette raison que je procède à un ajustement simultané des données des trois détecteurs. J'impose donc d'étude  $Z_{noise}$ . Mon but est d'ajuster le modèle  $\mathcal{M}_{noise}(E)$  unique pour les trois détecteurs. J'impose donc que les normalisations des modèles (les seuls paramètres libres) soient identiques pour les trois détecteurs :

$$\mathcal{N}_{\text{ExG}}^{\text{EMOS1}} = \mathcal{N}_{\text{ExG}}^{\text{EMOS2}} = \mathcal{N}_{\text{ExG}}^{\text{EPN}}$$

$$\mathcal{N}_{\text{GaH}}^{\text{EMOS1}} = \mathcal{N}_{\text{GaH}}^{\text{EMOS2}} = \mathcal{N}_{\text{GaH}}^{\text{EPN}}$$

$$\mathcal{N}_{\text{LHB}}^{\text{EMOS1}} = \mathcal{N}_{\text{LHB}}^{\text{EMOS2}} = \mathcal{N}_{\text{LHB}}^{\text{EPN}}.$$
(3.16)



FIGURE 3.21 – Densité spectrale de flux sur l'intégralité de la bande d'énergie des instruments. *Données* : croix grises claires (EMOS1), croix noires (EMOS2) et croix grises foncées (EPN). *Modèles ajustés* : trait continu (EMOS1), tirets (EMOS2) et tirets-points (EPN). Les courbes représentent l'ajustement optimal du modèle du fond diffus X simultanément effectué sur les données des trois détecteurs EPIC. La composante instrumentale est représentée en vert, le modèle de l'émission extra-galactique en orange, celui du halo galactique en rose et celui de la bulle chaude locale en violet. La courbe bleue représente l'ajustement du modèle complet de nuisance  $\mathcal{M}_{noise}(E)$ .

Physiquement, j'impose que les trois détecteur exhibent les mêmes valeurs de densité de flux à 1 keVpour les contribution ExG, GaH et LHB. Toutefois, les surfaces collectrices des trois détecteurs ne sont pas égales en raison de pixels morts, de défauts d'un ou plusieurs CCD (voir EMOS1) ou encore de la différence de leur conception (EMOS vs EPN). J'introduis donc un poids K à chaque détecteur égal à la surface de collecte en deg $^2$  que ce dernier couvre. Les valeurs de ces poids sont  $K_{\rm EMOS1} = 1.9 \times 10^{-2}$ ,  $K_{\rm EMOS2} = 3.6 \times 10^{-2}$ , et  $K_{\rm EPN} = 2.3 \times 10^{-2}$ . Ces facteurs serviront à pondérer la contribution de chaque détecteur dans l'estimation du modèle de contamination astrophysique. L'émission  $\mathcal{E}_{BKG}^{continuum}(E)$  est quant à elle intrinsèquement dépendante du détecteur considéré. En effet, le bruit instrumental dépend de la réponse des détecteurs et de leur structure (voir section 3.4.2). Je conserve donc les trois paramètres de normalisation  $\mathcal{N}_{BKG}^{EMOS1}$ ,  $\mathcal{N}_{BKG}^{EMOS2}$  et  $\mathcal{N}_{BKG}^{EPN}$  qui seront ajustés indépendemment. Les amplitudes  $\mathcal{A}_i$  du modèle  $\mathcal{M}_{BKG}^{raies}(E)$  de la densité spectrale de flux des raies d'émission instrumentales seront laissées libres. Tous les autres paramètres sont fixés aux valeurs des ajustements précédemment réalisés (tables 3.6, 3.7, 3.8 et 3.9).

J'ai calculé la valeur du  $\chi^2_{\rm r}$  afin d'estimer la qualité de l'ajustement. Le modèle  $\mathcal{M}_{\rm noise}(E)$  s'ajuste très bien aux données avec un  $\chi^2_{\rm r}=1.35$ , indice qu'il offre une bonne description de la nuisance X mesurée par les trois détecteurs. J'ai donc pu calculer les

valeurs de brillance de surface pour chaque émission en fonction du détecteur et j'ai reporté dans la table 3.11 ces dernières ainsi que celles que j'ai calculées à la suite des ajustements individuels. Au regard de l'émission instrumentale, les brillances de surface issues de l'ajustement simultané sont en accord avec celles présentées précédemment suite aux ajustements individuels. L'émission du fond extra-galactique diffus présente toujours une brillance de surface supérieure à celle que l'on peut extraire de la littérature. En effet, HENLEY & SHELTON (2013) ont estimé une brillance de surface  $\mathcal{SB}_{ExG}^{ref} = (4.535 \pm 1.125) \times 10^{-12} \ erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}$  alors que je mesure dans mon étude une brillance de surface moyenne  $\mathcal{SB}_{ExG}^{mean} = (1.13 \pm 0.46) \times 10^{-11} \ erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}$ . Cependant, l'écart entre les valeurs de la brillance de surface de chaque détecteur pour cette émission est réduite à 0.30 avec une déviation standard de 0.11. Ce résultat souligne l'importance et la réussite de cette combinaison des données des trois détecteurs et de leur ajustement simultané sur ce modèle de contamination astrophysique.

Composants	Détecteurs	$\begin{array}{c} \mathcal{SB}_{\mathrm{Indiv}}^{[0.5-2.0]} \\ (erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}) \end{array}$	$\frac{\mathcal{SB}_{\rm Simult}^{[0.5-2.0]}}{({\sf erg.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2}})}$
$\mathcal{M}_{ m BKG}(E)$	EMOS1 EMOS2 EPN	$\begin{array}{c} 6.9\times10^{-9}\pm5.5\times10^{-11}\\ 5.3\times10^{-9}\pm3.5\times10^{-11}\\ 1.0\times10^{-8}\pm1.0\times10^{-10} \end{array}$	$ \begin{split} 5.8 \times 10^{-9} \pm 3.7 \times 10^{-11} \\ 5.5 \times 10^{-9} \pm 2.9 \times 10^{-11} \\ 1.0 \times 10^{-8} \pm 7.2 \times 10^{-11} \end{split} $
$\mathcal{M}_{\mathrm{ExG}}(E)$	EMOS1 EMOS2 EPN	$\begin{array}{c} 9.7\times10^{-12}\pm1.4\times10^{-12}\\ 1.3\times10^{-11}\pm7.4\times10^{-13}\\ 1.1\times10^{-11}\pm7.6\times10^{-13} \end{array}$	$\begin{array}{c} 1.0\times10^{-11}\pm4.3\times10^{-13}\\ 1.3\times10^{-11}\pm5.2\times10^{-13}\\ 1.1\times10^{-11}\pm4.3\times10^{-13} \end{array}$
$\mathcal{M}_{\mathrm{GaH}}(E)$	EMOS1 EMOS2 EPN	$\begin{array}{c} 8.4\times10^{-12}\pm1.5\times10^{-12}\\ 2.1\times10^{-12}\pm7.8\times10^{-13}\\ 3.5\times10^{-12}\pm5.5\times10^{-13} \end{array}$	$\begin{array}{c} 3.4\times10^{-12}\pm4.7\times10^{-13}\\ 4.1\times10^{-12}\pm5.8\times10^{-13}\\ 3.3\times10^{-12}\pm4.7\times10^{-13} \end{array}$
$\mathcal{M}_{ m LHB}(E)$	EMOS1 EMOS2 EPN	$\begin{array}{c} 2.7\times10^{-12}\pm1.3\times10^{-12}\\ 2.6\times10^{-12}\pm5.1\times10^{-13}\\ 2.6\times10^{-12}\pm3.7\times10^{-13} \end{array}$	$\begin{array}{c} 2.6\times10^{-12}\pm3.6\times10^{-13}\\ 3.2\times10^{-12}\pm4.4\times10^{-13}\\ 2.5\times10^{-12}\pm3.5\times10^{-13} \end{array}$

 $\mathcal{M}_{noise}(E)$  – Brillances de surface

TABLE 3.10 – Tableau des valeurs des brillances de surface  $\mathcal{SB}^{[0.5-2.0]}_{Simult}$  calculées après l'ajustement simultané des données des trois détecteurs EPIC pour chaque composante du modèle  $\mathcal{M}_{CXB}(E)$ . Les valeurs  $\mathcal{SB}^{[0.5-2.0]}_{Indiv}$  représentent les valeurs des brillances de surface calculées à l'issue des ajustements individuels. Les valeurs pour chaque modèle y sont inscrites.

Bien que les valeurs de brillance de surface de l'émission du halo galactique mesurées lors des ajustements individuels furent en accord avec la littérature, elles présentaient une absence de similarité entre elles. L'ajustement simultané que j'ai appliqué a complètement corrigé cette anomalie. En effet, l'écart moyen entre des valeurs de la brillance de surface entre chaque détecteur pour cette émission est égal à  $0.72 \pm 0.41$ . La brillance de surface de l'émission de la bulle chaude locale que j'ai extraite du relevé *ROSAT* est  $SB_{LHB}^{ref} = (4.553 \pm 0.377) \times 10^{-12} \, erg. cm^{-2}. s^{-1}. deg^{-2}$ . Les mesures issues de mes ajustements individuels, bien que similaires entre elles, présentaient un écart important avec la valeur  $SB_{LHB}^{ref}$ . L'ajustement simultané confirme cette tendance avec un écart moyen de  $0.83 \pm 0.41$  entre détecteurs et un écart de 2.70 entre la moyenne des brillances de surface des trois détecteurs et la valeur de référence extraite du relevé *ROSAT*. L'émission de la bulle chaude locale devient négligeable au-delà de 1 keV et celle du halo galactique persiste jusqu'à 2 keV. Ainsi les différences entre les valeurs de brillance de surface  $SB_{LHB}^{simul}$  et la valeur de référence extraite du relevé *ROSAT* peut être due à une dégénérescence entre l'émission de la bulle et celle du halo galactique. L'ajustement simultané effectué sur les données de l'observation courte m'ont mené au même conclusions.

			· · · lioise (= )	
$\mathcal{M}_{\mathrm{BKG}}^{\mathrm{contnuum}}(E)$	Fixes	EMOS1		
			$\alpha_{ m soft}$	0.27
			$E_{ m break}$ (keV)	1.5
			$lpha_{ m hard}$	0.25
		EMOS2		
			$lpha_{ m soft}$	0.43
			$E_{ m break}$ (keV)	1.9
			$lpha_{ m hard}$	0.18
		EPN		
			$lpha_{ m soft}$	0.68
			$E_{ m break}$ (keV)	1.6
			$lpha_{ m hard}$	0.38
	Libres	$\mathcal{N}_{\mathrm{BKG}}^{\mathtt{EMOS1}}$		$1.8 \times 10^{-2} \pm 3.0 \times 10^{-4}$
		$\mathcal{N}_{\mathrm{BKG}}^{\mathtt{EMOS2}}$	$(keV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1})$	$2.4 \times 10^{-2} \pm 4.0 \times 10^{-4}$
		$\mathcal{N}_{\mathrm{BKG}}^{\mathtt{EPN}}$		$8.3 \times 10^{-2} \pm 9.0 \times 10^{-4}$
$\mathcal{M}_{\mathrm{ExG}}(E)$	Fixes		$n_H$	$3.8  imes 10^{20}$
			$\alpha$	1.46
	Libres	$\mathcal{N}_{\mathrm{ExG}}$	$(keV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1})$	$5.7 \times 10^{-3} \pm 2.5 \times 10^{-4}$
$\mathcal{M}_{\mathrm{GaH}}(E)$	Fixes		$n_H$	$3.8  imes 10^{20}$
			kT (keV)	0.21
			$\mathcal{A}$	1.0
			z	0
	Libres	$\mathcal{N}_{\mathrm{GaH}}$	$(\text{keV}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1})$	$3.4 \times 10^{-3} \pm 4.5 \times 10^{-4}$
$\mathcal{M}_{\text{LHB}}(E)$	Fixes		$n_H$	$3.8 \times 10^{20}$
			kT (keV)	0.11
			$\mathcal{A}$	1.0
	Libres	$\mathcal{N}_{\mathrm{LHB}}$	$(keV^{-1}.cm^{-2}.s^{-1})$	$1.0\times 10^{-2}\pm 1.4\times 10^{-3}$

 $\mathcal{M}_{ ext{noise}}(E)$ 

TABLE 3.11 – Tableau récapitulatif des valeurs ajustées du modèle  $\mathcal{M}_{noise}(E)$ . Ce tableau présente les valeurs des paramètres fixés pour chaque modèle du fond diffus X ainsi que les valeurs ajustées des paramètres libres.

# Chapitre 4

# Étude de l'émission X thermique du système PLCK G214.6+37.0

# Sommaire

4.1	4.1 Mesure des propriétés physiques des amas							
	4.1.1	Modélisation de la densité spectrale de flux						
	4.1.2	Ajustement des données						
		4.1.2.1 Ajustement en appliquant la statistique Cash						
		4.1.2.2 Ajustement par inférence bayésienne et échantillonnage imbriqué 86						
4.2	Prése	ntation des mesures						
	4.2.1	Redshift des amas         89						
		4.2.1.1 Mesure des redshifts avec les données optiques						
	4.2.2	Abondance en métaux du gaz						
	4.2.3	Brillance de surface						
	4.2.4	Température du gaz         95						
4.3	Carac	térisation du gaz intra-amas 98						
	4.3.1	Profil de densité du gaz						
		4.3.1.1 Profil- $\beta$						
		4.3.1.2 Profil- $\beta\beta$						
		4.3.1.3 Discussion						
	4.3.2	Profil de température du gaz						
	4.3.3	Pression du gaz intra-amas						
		4.3.3.1 Les profils de pression						
		4.3.3.2 Pression totale des amas						
4.4	Fracti	on de gaz et biais hydrostatique						
	4.4.1	Calcul des masses						
		4.4.1.1 Masse totale $M_{tot,500}$						
		4.4.1.2 Masse de gaz $M_{ m g}(r)$						
		4.4.1.3 Masse hydrostatique $M_{\rm HE}(r)$						
	4.4.2	Fractions de gaz						
		4.4.2.1 Fraction de gaz totale $f_{g,\Delta}^{tot}$						
		4.4.2.2 Fraction de gaz hydrostatique $f_{g,\Delta}^{HE}$						
	4.4.3	Le biais hydrostatique						
4.5	État o	lynamique du gaz						
	4.5.1	Analyse de l'abondance du gaz intra-amas						
	4.5.2	Calcul de l'entropie du gaz						
4.6	Discu	ssion et conclusions						
	4.6.1	Les amas du système PLCK G214.6+37.0						

	4.6.1.1	Densité et Température	130
	4.6.1.2	Étendues et masses	131
	4.6.1.3	Fractions de gaz	133
	4.6.1.4	État dynamique du gaz intra-amas	133
4.6.2	Le systèr	me PLCK G214.6+37.0	134
	4.6.2.1	La structure du système	134
	4.6.2.2	Contribution des amas individuels au signal tSZ	136

La question du sort de l'espèce humaine me semble se poser ainsi : le progrès de la civilisation saura-t-il, et dans quelle mesure, dominer les perturbations apportées à la vie en commun par les pulsions humaines d'agression et d'autodestruction ? Les hommes d'aujourd'hui ont poussé si loin la maîtrise des forces de la nature qu'avec leur aide il leur est devenu facile s'exterminer mutuellement jusqu'au dernier.

Sigmaund Freud

Dans le chapitre 2, j'ai présenté la réduction plus sévère des données que j'ai appliquée sur les évènements collectés dans le champ de vue de l'observation *XMM-Newton* du système multiple d'amas de galaxies PLCK G214.6+37.0. En effet, j'ai analysé l'émission X collectée par les détecteurs de *XMM-Newton* en masquant une zone de onze minutes d'arc de rayon centrée sur le barycentre des trois amas de galaxies du système PLCK G214.6+37.0. Dans cette zone, j'ai modélisé, avec succès, le bruit instrumental (voir section 3.4.2) ainsi que la contamination astrophysique (voir section 3.5). Désormais mon attention se porte sur le système multiple d'amas de galaxies préalablement masqué.

Dans un premier temps, je présente les mesures des propriétés physiques des amas. Dans un second temps, je caractérise, pour chaque amas, la distribution de densité et la distribution en température du gaz pour en déduire la pression thermique. Ensuite, j'explore le contenu en gaz de chaque amas de galaxies de se système en calculant la fraction de gaz ainsi que le biais hydrostatique. Je continue par l'analyse de l'état dynamique du gaz intra-amas des trois composantes du système sur la base de plusieurs proxies (abondance en métaux, entropie, etc). Pour finir, j'étudie la structure du système PLCK G214.6+37.0 et je compare la contribution des amas individuels à la pression totale mesurée par PLANCK COLLABORATION (2013b).

# 4.1 Mesure des propriétés physiques des amas

La figure 4.1a illustre le découpage en secteurs  $s_{0...8}$  et la table 4.1b liste les dix-sept zones d'analyse que j'ai définies pour chaque amas du système PLCK G214.6+37.0.



Zone	d'analyse	de l	l'émission	Х	des	amas	Α.	В.	С
20110	a analyse			-	aco	unuuu	,	Σ,	

Zones	Combinaison	Étendue
٥	$s_0$	[0 - 0.3]'
í	$s_1$	[0.3 - 0.6]'
2	$s_1 + s_2$	[0.3 - 1.0]'
3	$s_1 + s_2 + s_3$	[0.3 - 1.333]'
۹	$s_2$	[0.6 - 1.0]'
6	$s_2 + s_3$	[0.6 - 1.333]'
6	$s_3$	[1.0 - 1.333]'
$\overline{O}$	$s_3 + s_4$	[1.0 - 1.666]'
8	$s_3 + s_4 + s_5$	[1.0 - 2.0]'
9	$s_4$	[1.333 - 1.666]'
<b>i</b> 0	$s_4 + s_5$	[1.333 - 2.0]'
(i)	$s_4 + s_5 + s_6 + s_7 + s_8$	[1.3333 - 3.0]'
12	$s_5 + s_6$	[1.666 - 2.333]'
13	$s_5 + s_6 + s_7 + s_8$	[1.666 - 3.0]'
14	$s_6 + s_7 + s_8$	[2.0 - 3.0]'
<b>(15</b> )	$s_7 + s_8$	[2.333 - 3.0]'
16	$s_8$	[2.666 - 3.0]'

(a) Premier plan : secteurs d'analyse pour les trois amas composant le système PLCK G214.6+37.0 :  $\mathcal{Z}_{\mathbb{A}}$  (magenta),  $\mathcal{Z}_{\mathbb{B}}$  (vert) et  $\mathcal{Z}_{\mathbb{C}}$  (orange). Arrière plan : nombre de coups enregistré par le détecteur EMOS2. L'image est lissée par un filtre Gaussien de largeur  $\sigma=5$  pixels.

(b) Zones d'extraction des densités spectrales de flux définies par combinaison des secteurs illustrés sur la figure 4.1a.

Au sein des zones d'analyse définies, l'émission X mesurée par XMM-Newton peut s'écrire :

$$\mathcal{E}_{\text{tot}} = \mathcal{E}_{\text{BKG}} + \mathcal{E}_{\text{astro}} + \mathcal{E}_{\text{amas}}.$$
 (4.1)

Une représentation de la nuisance astrophysique au sein des dix-sept zones d'analyse (table 4.1b) peut être construite en fixant les brillances de surface aux valeurs reportées dans la table 3.10. Quant au bruit instrumental, il n'est pas homogène sur la surface collectrice des détecteurs. Ainsi, la normalisation du modèle  $\mathcal{M}_{\text{BKG}}^{\text{continuum}}(E)$  sera laissée libre pour tous les détecteurs lors des ajustements.

On peut également, à ce stade, en regard de la figure 4.1a, distinguer deux régimes. Le premier est celui où  $\mathcal{E}_{amas} \gg \mathcal{E}_{BKG} + \mathcal{E}_{astro}$ . Ce régime sera observé particulièrement dans les zones (1)...(3) définissant la partie

centrale de l'amas. Il est attendu dans ces zones que la statistique des photons soit élevée. Le deuxième régime, a contrario, équivaut à  $\mathcal{E}_{amas} \sim \mathcal{E}_{BKG} + \mathcal{E}_{astro}$  et sera de plus en plus remarquable à mesure que l'on s'éloignera du centre des amas (3). . .(16). Ces zones composent la périphérie des amas où la statistique est plus faible.

#### 4.1.1 Modélisation de la densité spectrale de flux

J'ai modélisé l'émission des amas de galaxies composant le système PLCK G214.6+37.0 par un modèle d'émission APEC absorbé (voir annexe ??). Il inclut un continuum dû au Bremsstrahlung thermique du gaz intra-amas dans un potentiel gravitationnel (équation 2.42). La forme de ce continuum permet l'estimation de la température du gaz  $T_g$ . À ce continuum se superposent les raies d'émission des éléments (ou métaux) composant ce gaz. Parmi elles, la raie du fer à 7 keV (notée 7 keV Fe) est particulièrement importante pour la détermination du redshift z des amas de galaxies. En plus de la raie 7 keV Fe et aux énergies inférieures, on observe les raies K des éléments communs plus légers que le fer, i.e. C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar et Ca, ainsi que les raies L de Fe et Ni. La détection de ces raies dans les spectres de densité de flux donne accès à une estimation de l'abondance A des éléments composant le gaz.

**Modèle 6** :  $\mathcal{M}_{amas}(E)$  représente la densité spectrale de flux de l'émission du gaz d'un amas de galaxies. Elle est modélisée par un modèle d'émission APEC :

$$\mathcal{M}_{amas}(E) \propto \mathcal{N}_{amas} \times e^{-N_{\rm H}\sigma(E)} \times \frac{\epsilon(T_e)}{4\pi \mathcal{D}_A^2(\mathbf{z})} \int N_e N_{\rm H} \, dV \tag{4.2}$$

avec  $\sigma(E)$  la section efficace photo-électrique et  $N_{\rm H}$  la densité de colonne d'atomes d'hydrogène (en atomes.cm<sup>-2</sup>),  $\mathcal{D}_A^2(z)$  la distance de diamètre angulaire fonction du redshift z,  $N_e$  et  $N_{\rm H}$  les densités de colonne d'électrons et d'hydrogène, l'émissivité  $\epsilon(T_e)$  à la température  $T_e$  et  $\mathcal{N}_{\rm amas}$  la normalisation du modèle définie comme la valeur de la densité spectrale de flux à 1 keV.

Le modèle de l'émission des amas (APEC) présente trois autres paramètres libres, en plus de la température du gaz : l'abondance solaire relative des éléments composant le gaz A, le redshift de l'amas z et la normalisation  $\mathcal{N}_{amas}$ . La densité de colonne d'atomes d'hydrogène est fixée à la valeur  $N_{\rm H} = 3.8 \times 10^{20} {\rm cm}^{-2}$  que j'ai extraite des données *ROSAT* (voir section 3.5). Le redshift z est déterminé à l'aide de la raie 7 keV Fe et l'abondance solaire relative des éléments est calculée au sein du modèle APEC par les tables établies dans WILMS *et al.* (2000). Les paramètres physiques des amas tels que la température, le redshift et l'abondance sont estimés à l'aide d'une analyse spectrale des densités de flux où on ajuste le modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$  aux données, dans les dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b. Les paramètres du modèle, dits de meilleur ajustement, définissent ainsi le spectre du modèle,  $\mathcal{S}_b(E)$ , considéré comme le modèle de meilleur ajustement.

#### 4.1.2 Ajustement des données

Bien que nous utilisions un spectromètre pour mesurer le spectre d'une source, ce à quoi nous avons accès via S(E) est le nombre de photons (C(I)) dans des canaux d'instruments (I). Ce spectre observé est lié au spectre réel de la source par la relation

$$C(I) = \int \mathcal{S}(E) R(I, E) \, dE, \qquad (4.3)$$

où R(I, E) est la réponse instrumentale. Cette dernière est proportionnelle à la probabilité qu'un photon d'énergie E soit détecté dans le canal I. Idéalement, il suffirait de déterminer le spectre réel d'une source, S(E), en inversant cette équation pour un ensemble donné de C(I). Malheureusement, ce n'est en général pas possible car de telles inversions ont tendance à être non uniques et instables à de petits changements dans C(I) (voir BLISSETT & CRUISE (1979) et KAHN & BLISSETT (1980)). L'alternative habituelle, que j'utilise dans cette analyse, est de choisir un modèle de densité spectrale de flux,  $\mathcal{M}(E)$ , qui peut être décrit en termes de quelques paramètres ( $\mathcal{M}(E, p1, p2, ...)$ ), et de l'ajuster aux données collectées par le spectromètre. Pour chaque modèle, un spectre de comptage de photons prédit ( $C_p(I)$ ) est calculé et comparé aux données observées (C(I)).

À partir des évènements enregistrés dans chacune des dix-sept zones d'analyse décrites ci-dessus, j'ai extrait les spectres de comptage C(I), les matrices de réponse  $R_D(I, J)$  par intervalle d'énergie  $E_J$ , ainsi

que les fichiers de réponse auxiliaires  $A_D(J)$  caractérisant l'efficacité du détecteur. Les matrices de réponses contiennent toute les informations sur l'instrument ayant collecté les données. Elles sont définies comme suit :

$$R_D(I,J) = \frac{\int_{E_{J-1}}^{E_J} R(I,E) \, dE}{E_J - E_{J-1}}$$
  
et  
$$R_D(I,J) \leftarrow R_D(I,J) \times A_D(J).$$
(4.4)

#### 4.1.2.1 Ajustement en appliquant la statistique Cash

Dans cette section, je décris brièvement les motivations théoriques nous imposant d'appliquer la statistique Cash pour ajuster les données. Je présente également les résultats de ces ajustements et discute les estimateurs statistiques que nous utiliserons pour estimer la confiance à porter aux résultats.

#### Méthode :

Dans le cas où la distribution des données (ici les coups) est gaussienne, la vraisemblance de la distribution s'écrit

$$L = \prod_{I} \frac{1}{\sigma(I)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(C(I) - C_{p}(I))^{2}}{(2\sigma(I))^{2}}},$$
(4.5)

où  $\sigma(I)$  est l'erreur associée au canal I. Si C(I) représente un nombre de coups alors  $\sigma(I)$  est généralement estimée par  $\sqrt{C(I)}$ . En calculant  $-2\ln(L)$  et en ignorant l'ensemble des termes qui ne dépendent pas de C(I), on obtient la quantité communément appelée  $\chi^2$ , définie comme suit :

$$\chi^2 = \sum_{I} \frac{(C(I) - C_p(I))^2}{2(\sigma(I))^2}.$$
(4.6)

Dans quelle mesure peut-on être sûr que le spectre de comptage C(I) observé peut avoir été produit par le modèle le mieux ajusté  $S_b(E)$ ? La réponse à cette question est connue sous le nom de « qualité d'ajustement » du modèle. La quantité  $\chi^2$  fournit un critère de qualité d'ajustement pour un nombre donné de degrés de liberté (DoF, qui est calculé comme le nombre de canaux moins le nombre de paramètres du modèle). Si  $\chi^2$  dépasse une valeur critique, on peut conclure que  $S_b(E)$  n'est pas un modèle adéquat pour C(I). En règle générale, on veut que le  $\chi^2$  réduit ( $\chi^2_r \sim \chi^2$ /DoF) soit approximativement égal à un. Un  $\chi^2_r$  qui est beaucoup plus grand que un indique un mauvais ajustement, tandis qu'un  $\chi^2_r$  qui est bien inférieur à un indique que les erreurs sont surestimées.

Cependant la distribution des C(I) n'est pas gaussienne mais poissonnienne ce qui implique la forme suivante pour la vraisemblance :

$$L = \prod \frac{(t \ C_p(I))^{C(I)} e^{-t \ C_p(I)}}{C(I)!}$$
(4.7)

avec t le temps d'exposition. De même que pour le cas gaussien, En calculant  $-2\ln(L)$  (voir CASH 1979, pour les détails) on obtient

$$C_{\text{stat}} = 2\sum (t \ C_p(I)) - C(I) + C(I)(\ln(C(I)) - \ln(t \ C_p(I)))$$
(4.8)

qui, dans la limite d'un grand nombre de coups, tend vers la valeur  $\chi^2$ .

Les deux approches décrites ci-dessus se complètent. La statistique  $\chi^2$  est préférentiellement utilisée lorsque la quantité de données est importante. Cependant, de nombreuses limitations sont à prendre en considération, notamment vis-à-vis de la confiance accordée à l'ajustement qui se résume à la quantité  $\chi^2_r$ . Même si le modèle de meilleur ajustement ( $S_b(E)$ ) passe le test de qualité de l'ajustement, on ne peut pas établir que  $S_b(E)$ est le seul modèle acceptable. Par exemple, si les données utilisées dans l'ajustement sont bruitées, on peut trouver de nombreux modèles différents pour lesquels les ajustements sont satisfaisants. Dans un tel cas, le choix du modèle correct relève d'un jugement scientifique.

#### Résultats :



FIGURE 4.1 – D'en haut à gauche à en bas à droite : densité spectrale de flux dans l'intégralité de la bande d'énergie des instruments, dans les dix-sept zones d'analyse définies autour de l'amas A. Données : croix grises claires (EMOS1), croix noires (EMOS2) et croix grises foncées (EPN). Modèles ajustés : trait continu (EMOS1), tirets (EMOS2) et tirets-pointillés (EPN). La composante instrumentale est représentée en vert, le modèle de l'émission extra-galactique en orange, celui du halo galactique en rose et celui de la bulle chaude locale en violet. Les courbes rouges représentent le modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$  issu des meilleurs paramètres d'ajustement. Les courbes bleues représentent l'ajustement du modèle complet de nuisance ( $\mathcal{M}_{noise}(E) + \mathcal{M}_{amas}(E)$ ).

En premier lieu, dans les zones (0, ..., (2), 0) le signal est dominé par l'émission des amas de galaxies, les ajustements sont effectués en laissant la température, le redshift, l'abondance en métaux ainsi que la normalisation du modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$  libres. Ensuite, dans ces mêmes zones, j'ajuste à nouveau les données en fixant les valeurs des redshifts à celles mesurées à l'aide des données optiques spectrométriques (voir section 4.2.1). La température, l'abondance en métaux et la normalisation du modèle 6 restent quant à elles libres. Les ajustements des spectres extraits des zones de la périphérie des amas de galaxies ((3, ..., (m))) sont quant à eux effectués en fixant les valeurs des redshifts à celles mesurées à l'aide des données optiques spectrométriques et les valeurs de l'abondance en métaux aux estimations de la densité spectrale de flux de la zone (2).

La figure 4.1 montre les ajustements des densités spectrales de flux aux données combinées des trois détecteurs (EMOS1, EMOS2 et EPN) dans les dix-sept zones d'analyse de l'amas A. On peut très bien discerner les deux régimes décrits précédemment. En effet les densités spectrales de flux ajustées dans les zones (a)...(2) montrent clairement que  $\mathcal{M}_{amas}(E) \gg \mathcal{M}_{noise}(E)$ . Ainsi dans ces zones, on s'attend à ce que l'estimation des paramètres soit très fiable. Pour les zones (a)...(a), on voit que la densité spectrale de flux de l'émission des amas est comparable à celle de la contamination astrophysique et il n'est donc pas facile de quantifier le niveau de confiance à attribuer aux estimations provenant de ces zones. Par ailleurs, bien que les données ne suivent pas une distribution Gaussienne dans ces zones, nous pouvons essayer de définir des critères statistiques afin de nous orienter sur la qualité des ajustements. J'ai donc calculé les valeurs des  $\chi_r^2$  ainsi que les valeur des  $C_{stat}$  afin de déterminer la confiance attribuée à ces derniers.

A T T	A	Amas A	A	Amas B	Amas C		
ALL	$\chi^2_r$	${\tt C_{stat}}/{\tt DoF}$	$\chi^2_r$	$\mathtt{C_{\mathtt{stat}}}/\mathtt{DoF}$	$\chi^2_r$	$\mathtt{C_{\mathtt{stat}}}/\mathtt{DoF}$	
٥	0.81	975/894	0.28	740/894	0.38	880/894	
1	1.06	1093/894	0.58	1003/894	0.81	1023/894	
2	1.45	1086/894	0.94	1031/894	1.25	1013/894	
3	0.99	1043/897	0.59	1016/897	1.22	1082/897	
4	0.90	1040/897	0.56	1003/897	0.85	1054/897	
5	0.71	936/897	0.47	962/897	1.03	1073/897	
6	0.30	793/897	0.16	582/897	0.46	971/897	
7	0.48	900/897	0.30	795/897	0.69	1034/897	
8	0.64	1002/897	0.45	961/897	0.89	1078/897	
(9)	0.26	720/897	0.17	623/897	0.39	880/897	
10	0.65	1035/897	0.49	993/897	0.81	1082/897	
11	1.03	1134/897	0.87	1173/897	1.16	1177/897	
12	0.52	987/897	0.41	918/897	0.57	941/897	
13	0.98	1163/897	0.80	1166/897	1.01	1186/897	
14	0.85	1115/897	0.64	1091/897	0.79	1086/897	
15	0.66	1001/897	0.46	920/897	0.74	991/897	
16	0.50	863/897	0.35	827/897	0.93	1095/897	

TABLE 4.2 – Valeur des  $\chi^2_r$  et des  $C_{\tt stat}/{\tt DoF}$  des ajustements du modèle  $\mathcal{M}_{tot}$  aux données dans les dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b, pour les amas A, B et C. Les valeurs en caractères courants correspondent au cas  $\chi^2_r \sim 1$  et  ${\tt C_{stat}}/{\tt DoF} \sim 1$ , celles en gras au cas  $\chi^2_r \ll 1$  et  ${\tt C_{stat}}/{\tt DoF} \sim 1$  et celles en bleu au cas  $\chi^2_r \ll 1$  et  ${\tt C_{stat}}/{\tt DoF} \sim 1$ 

La table 4.2 présente les valeurs des qualités d'ajustement simultané pour chaque amas du système PLCK G214.6+37.0. La valeur du  $\chi_r^2$  ne fournit pas une qualité de l'ajustement fiable dans notre cas car les données ne suivent pas une distribution Gaussienne. De plus, la quantité  $C_{stat}$ /DoF ne remplace pas, par définition, le  $\chi_r^2$ . Néanmoins, ces valeurs nous donnent des indications qui peuvent être prises en compte afin de trancher sur la fiabilité des estimations des paramètres de l'émission X des amas. On peut définir plusieurs cas<sup>1</sup>.

- i  $\chi^2_r \sim 1$  et  ${\rm C_{stat}/DoF} \sim 1.$  Ce cas rend compte d'une grande quantité de données et suggère un ajustement de bonne qualité.
- ii  $\chi_r^2 \ll 1$  et  $C_{stat}/DoF \sim 1$ . Ce cas rend compte d'une faible quantité de données mais indique un ajustement de bonne qualité.

<sup>1.</sup> Attention : ces valeurs ne nous donnent que des indications qui doivent être confrontées aux estimations de chaque paramètre (valeurs et erreurs) afin d'éliminer les artefacts statistiques (voir section 4.2.4).

iii -  $\chi^2_r \ll 1$  et C $_{
m stat}/
m DoF 
eq 1$ . Ce cas rend compte d'une faible quantité de données et indique un ajustement de mauvaise qualité.

On peut alors remarquer que pour les cœurs des amas B et C (zone  $\odot$ ), bien que la valeur du  $\chi^2_r$  soit faible, la statistique Cash semble indiquer un ajustement raisonnable des modèles. Il semble donc que dans cette zone d'analyse, la quantité de données soit faible et que donc la distribution de ces dernières soit Poissonnienne. On remarque également que pour les zones o et o, le  $\chi^2_r$  et la statistique Cash indiquent une très faible statistique et un ajustement de qualité médiocre. Les estimations de certains paramètres seront donc exclues de l'analyse (voir section 4.2).

#### 4.1.2.2 Ajustement par inférence bayésienne et échantillonnage imbriqué

Dans cette section, je décris brièvement les notions de base de l'inférence bayésienne pour l'estimation de paramètres ainsi que de « l'échantillonnage imbriqué ». Je présente les résultats en sortie d'un ajustement utilisant cette technique et discute la caractérisation de la confiance apportée aux résultats.

#### Méthode :

Les méthodes d'inférence Bayésienne fournissent une approche cohérente de l'estimation d'un ensemble de paramètres  $\Theta$  dans un modèle  $\mathcal{M}$  pour les données  $\mathcal{D}$ . Le théorème de Bayes déclare que

$$\Pr(\Theta|\mathcal{D}, \mathcal{M}) = \frac{\Pr(\mathcal{D}|\Theta, \mathcal{M})\Pr(\Theta|\mathcal{M})}{\Pr(\mathcal{D}|\mathcal{M})}$$
(4.9)

où  $\Pr(\Theta|\mathcal{D},\mathcal{M}) \equiv \Pr(\Theta)$  est la distribution a posteriori des paramètres (appelée « posterieur »),  $\Pr(\mathcal{D}|\Theta,\mathcal{M}) \equiv$  $\mathcal{L}(\Theta)$  est la vraisemblance,  $\Pr(\Theta|\mathcal{M}) \equiv \pi(\Theta)$  est la distribution a priori des paramètres et  $\Pr(\mathcal{D}|\mathcal{M}) \equiv \mathcal{Z}$ représente la preuve Bayésienne.



N = 400 échantillons sont tirés selon le prior (point noir). Les zones vertes représentent les zones d'exploration de chaque point. En arrière plan : modèle 2d cible.



Les points actifs se rassemblent autour des trois modes du modèle et les zones d'exploration se réduisent.





postérieurs.

FIGURE 4.2 – Illustration de l'algorithme d'échantillonnage imbriqué appliqué à un modèle multi-modal avec N = 400 échantillons actifs. L'animation est basée sur le travail de Chi Feng https://chi-feng.github. io/mcmc-demo/ et est sous licence MIT. L'implémentation a été établie par Johannes Buchner.

Dans l'estimation des paramètres, la preuve Bayésienne est généralement ignorée, car elle est indépendante de l'ensemble des paramètres  $\Theta$ , et les inférences sont obtenues en prélevant des échantillons de la distribution a posteriori (non normalisé) en utilisant des méthodes d'échantillonnage Monte Carlo Markov Chain (MCMC) standard où à l'équilibre, la chaîne contient un ensemble d'échantillons de l'espace des paramètres répartis selon leur distribution a posteriori. Ces distributions a posteriori constituent l'inférence Bayésienne complète des valeurs des paramètres et peut être marginalisé sur chaque paramètre pour obtenir des contraintes individuelles. Les algorithmes tels que le MCMC ont été principalement conçus pour cela. En effet, le MCMC standard ne produit qu'un ensemble d'échantillons représentant les distributions a posteriori normalisées, et ne fournit aucune preuve Bayésienne. Dans ce cas, la valeur de la preuve Bayésienne est un sous-produit facultatif, plutôt qu'une quantité d'importance centrale. L'échantillonnage imbriqué inverse l'approche : la preuve Bayésienne est maintenant la cible principale et les distributions a posteriori sont un sous-produit facultatif.

L'échantillonnage imbriqué, élaboré par SKILLING (2004) est une technique Monte Carlo visant à évaluer efficacement la preuve Bayésienne, produisant également des inférences postérieures comme sous-produits. Il exprime la preuve bayésienne  $\mathcal{Z}$  tel que

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{L}(\Theta) \pi(\Theta) d^D \Theta.$$
(4.10)

Si on considère la probabilité a priori X(L) associée à une vraisemblance supérieure à L, alors

$$X(L) = \int_{\mathcal{L}(\Theta) > L} \pi(\Theta) d^D \Theta$$
(4.11)

où l'intégrale couvre la(les) région(s) de l'espace des paramètres contenue(s) dans le contour d'iso-vraisemblance  $\mathcal{L}(\Theta) = L$ . Par construction, cette fonction est décroissante car X(0) = 1 (car on intègre sur tout le volume une quantité normalisée) et  $X(L_{max}) = 0$  (car le volume d'intégration est nul). La preuve Bayésienne s'exprime alors

$$\mathcal{Z} = \int_0^1 \mathcal{L}(X) \ dX \tag{4.12}$$

avec  $\mathcal{L}(X)$  l'inverse de X(L) et la preuve Bayésienne peut être approximée numériquement par

$$\mathcal{Z} = \sum_{i=1}^{M} \mathcal{L}_i w_i \tag{4.13}$$

avec  $w_i = \frac{1}{2}(X_{i-1} - X_{i+1})$  et M le nombre de contours d'iso-vraisemblance introduits.

Initialement (i = 0), N échantillons actifs sont tirés du prior  $\pi(\Theta)$  complet. Le volume initial du prior est  $X_0 = 1$  (figure 4.2a). Les échantillons sont ensuite triés dans l'ordre de leur vraisemblance et celui possédant la vraisemblance la plus faible ( $\mathcal{L}_0$ ) est retiré de l'ensemble actif (devenant ainsi inactif) et remplacé par un point tiré du postérieur sous la contrainte  $\mathcal{L} > \mathcal{L}_0$ . Le volume antérieur correspondant contenu dans ce contour d'iso-vraisemblance sera une variable aléatoire donnée par  $\mathcal{X}_1 = t_1 X_0$ , où  $t_1$  suit la distribution  $\Pr(t) = Nt^{N-1}$ . A chaque itération suivante i (voir figure 4.2b et 4.2c), on répète la suppression du point de vraisemblance  $\mathcal{L}_i$  la plus basse dans l'ensemble actif, son remplacement sous la contrainte  $\mathcal{L} > \mathcal{L}_i$  et la réduction du volume antérieur correspondant  $X_i = t_i X_{i-1}$ , jusqu'à ce que le volume du prior ait été intégré (i = M, voir figure 4.2d).

Une fois que la preuve Z est trouvée, les inférences postérieures peuvent être obtenues en utilisant la séquence complète de points (inactifs et actifs) générés dans le processus d'échantillonnage imbriqué. Chacun de ces points reçoit le poids

$$p_j = \frac{\mathcal{L}_i w_i}{\mathcal{Z}}$$
 avec  $j \in [1, M+N].$  (4.14)

Ces échantillons sont ensuite utilisés pour calculer les inférences de paramètres postérieurs tels que les médianes, les quartiles, les covariances, ou pour construire des distributions postérieures marginalisées.

L'approche bayésienne fait le choix de modéliser les attentes en début de processus, bien que ce premier jugement puisse être revu en donnant des poids de plus en plus faibles au prior au fur et à mesure de l'exploration des données. Cette approche permet de traiter les situations où peu de données sont disponibles (pas assez nombreuses pour appliquer le théorème central limite). Pour finir, l'approche bayésienne donne donc accès à une grande quantité d'information sur le postérieur en offrant la possibilité de calculer les médianes, quartiles ou encore la distribution des probabilités des paramètres. Il est également possible de rendre compte de possibles corrélations entre les paramètres d'un modèle.

Résultats :

J'ai utilisé le logiciel BXA (Bayesian Xray Analysis, BUCHNER, J. *et al.* 2014) et l'algorithme MultiNest (voir FEROZ *et al.* 2009) pour appliquer l'inférence bayésienne et l'échantillonnage imbriqué lors des ajustements. Afin d'explorer l'ensemble des valeurs des paramètres au sein d'intervalles physiques raisonnables, je leur ai attribué une distribution a priori non-informative (uniforme ou Jeffreys). Ces intervalles sont :

- i  $T \in [2, 8]$  keV, typique pour les amas de galaxies,
- ii  $z \in [0.35, 0.55]$ , suivant l'étude PLANCK COLLABORATION (2013b),
- iii  $\mathcal{A} \in [0, \ 1] \ \mathcal{A}_{\odot}$  ,
- iv  $\mathcal{N}_{\text{model}} \in [\mathcal{N}_{\text{model}}/100, \mathcal{N}_{\text{model}} \times 100]$ , avec  $\mathcal{N}_{\text{model}}$  les valeurs des normalisations estimées par l'ajustement avec la statistique Cash.

De manière similaire à l'ajustement Cash, j'ajuste les densités spectrales de flux extraites des zones où l'émission de l'amas domine  $(\textcircled{o}, \ldots, \textcircled{o})$  en laissant libre tous les autres paramètres. Pour les zones périphériques  $(\textcircled{o}, \ldots, \textcircled{o})$  de l'analyse, les valeurs de redshift et d'abondance en métaux sont fixées à celles estimées dans la zone o. La figure 4.3 (4.4) montre les estimations des paramètres ainsi que leurs corrélations pour les ajustements aux données de la zone o (zone o). Les trois dernières colonnes représentent les normalisations  $\mathcal{N}_{\mathtt{BKG}}^{\mathtt{EMOS1}}$ ,  $\mathcal{N}_{\mathtt{BKG}}^{\mathtt{EMOS2}}$  et  $\mathcal{N}_{\mathtt{BKG}}^{\mathtt{EPN}}$  tandis que les autres colonnes représentent les paramètres libres du modèle  $\mathcal{M}_{\mathtt{amas}}(E)$ .



FIGURE 4.3 – Illustration des estimations des paramètres libres lors de l'ajustement aux données extraites de la zone  $\bigcirc$  pour les amas A (haut-gauche), B (haut-droite) et C (bas). Les distributions des probabilités postérieures pour chaque paramètre libre sont visibles sur la diagonale avec les valeurs médianes et les quartiles (trais pointillés). Pour chaque triangle, de gauche à droite : température, redshift, abondance,  $\mathcal{N}_{amas}$ ,  $\mathcal{N}_{BKG}^{EMOS1}$ ,  $\mathcal{N}_{BKG}^{EMOS2}$  et  $\mathcal{N}_{BKG}^{EPN}$ . Les distributions à deux dimensions représentent les corrélations croisées des paramètres libres.

La figure 4.3 présente les résultats de l'ajustement par inférence bayésienne et échantillonnage imbriqué dans la zone a, région centrale de l'amas. Les paramètres sont très bien contraints et les estimations dans cette zone sont de bonne qualité. Les distributions postérieures des paramètres sont symétriques ce qui me permet de m'assurer que les valeurs médianes, ainsi que les valeurs des quartiles, pour chaque paramètre, possèdent un sens physique et qu'elles ne sont pas le résultats d'un artefact statistique. Les erreurs sur l'estimation de la température ne dépassent pas 10% de la valeur centrale. Pour le redshift, les erreurs n'excèdent pas 2% et il en va de même pour les estimations des valeurs des normalisations. Néanmoins, les erreurs sur l'estimation de l'abondance en métaux sont comprises entre 25% et 35%. Ce résultat n'est pas surprenant car l'estimation de ce paramètre nécessite la détection des raies d'émission des métaux dans l'ICM ce qui est difficile à obtenir dans le cas de notre observation.



FIGURE 4.4 – Illustration des estimations des paramètres libres lors de l'ajustement aux données extraites de la zone (a) pour les amas A (haut-gauche), B (haut-droite) et C (bas). Les distributions des probabilités postérieures pour chaque paramètre libre sont visibles sur la diagonale avec les valeurs médianes et les quartiles (trais pointillés). Pour chaque triangle, de gauche à droite : température,  $\mathcal{N}_{\mathtt{amas}}$ ,  $\mathcal{N}_{\mathtt{BKG}}^{\mathtt{EMOS1}}$ ,  $\mathcal{N}_{\mathtt{BKG}}^{\mathtt{EMOS2}}$  et  $\mathcal{N}_{\mathtt{BKG}}^{\mathtt{EPN}}$ . Les distributions à deux dimensions représentent les corrélations croisées des paramètres libres.

La figure 4.4 présente les résultats de l'ajustement par inférence bayésienne et échantillonnage imbriqué dans la zone (a), région périphérique des amas comprise entre une et deux minutes d'arc. On remarque que les distributions postérieures des normalisations sont également symétriques avec des erreurs toujours très faibles ( $\approx 2-3\%$ ) ce qui indique que les estimations des paramètres sont de bonne qualité.

Je note que les distributions postérieures de la température ne sont plus aussi symétriques que dans le cas montré dans la figure 4.3, pour la région centrale. En effet pour l'amas A et B, les distributions présentent une queue vers les hautes températures ainsi qu'une erreur relative de 30-50% ce qui nous indique que l'estimation de ce paramètre n'est pas fiable et peut être erronée. La distribution postérieure de la température de l'amas C est complètement asymétrique indiquant que l'ajustement bute contre la borne supérieure de l'intervalle d'exploration. Les valeurs de la médiane et de celles des quartiles pour la température ne traduisent pas, dans ce cas, l'état physique de l'amas de galaxies. Dans ces conditions, la valeur estimée sera écartée de l'analyse.

### 4.2 Présentation des mesures

L'ajustement du modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$  donne directement accès à plusieurs paramètres physiques du gaz intra-amas et de leur émission dans le domaine des rayons X : le redshift, la température, l'abondance en métaux et la brillance de surface.

Dans cette section, je présente et discute, pour chacun des trois amas de galaxies du système triple PLCK G214.6+37.0 les résultats des ajustements effectués avec la statistique de Cash ainsi que ceux effectués à l'aide de l'inférence bayésienne couplée à un échantillonnage imbriqué. Je compare à chaque fois les résultats aux estimations présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b).

#### 4.2.1 Redshift des amas

Pour déterminer le redshift dans le cas d'un gaz chaud intra-amas émettant dans les rayons X, c'est le décalage spectral de la raie de l'élément fer, émettant à  $E_{\rm emis} = 7$  keV à z = 0 (noté 7 keV Fe), que l'on cherche à détecter. L'ajustement du spectre de la densité de flux nous renvoie  $E_{\rm obs}^{\rm Fe}$ , l'énergie à laquelle ce même élément est détecté. La valeur du redshift se calcule ensuite par

$$z = \frac{E_{\text{emis}}^{\text{Fe}}}{E_{\text{obs}}^{\text{Fe}}} - 1.$$
(4.15)

Il peut être très difficile de mesurer la valeur du redshift des amas étudiés dans le domaine des X car de nombreux processus instrumentaux et astrophysiques interviennent.

La qualité des données aussi bien en termes de résolution spectrale qu'en termes d'efficacité de collecte (nombre de coups par seconde enregistrés) est également source d'incertitude pour la détermination du redshift.

Amag	Zone	EMOS1	EMOS2	EPN	(EMOS1+EMOS2+EPN)	(EMOS1+EMOS2+EPN)
Allias	Zone	(Cash)	(Cash)	(Cash)	(Cash)	(BXA)
	٥	$0.434 \pm 0.013$	$0.439 \pm 0.014$	$0.437 \pm 0.021$	$0.438 \pm 0.009$	$0.44_{-0.01}^{+0.01}$
A	1	$0.445 \pm 0.037$	$0.440 \pm 0.022$	$0.447 \pm 0.017$	$0.451 \pm 0.010$	$0.45_{-0.01}^{+0.01}$
	2	$0.444 \pm 0.017$	$0.435 \pm 0.015$	$0.455\pm0.010$	$0.444 \pm 0.007$	$0.44\substack{+0.01\\-0.01}$
	Planck	$0.447^{+0.024}_{-0.013}$	$0.446\substack{+0.013\\-0.005}$	$0.441\substack{+0.009\\-0.009}$	$0.445^{+0.006}_{-0.006}$	N.A.
	٥	$0.480 \pm 0.095$	$0.501 \pm 0.092$	$0.496 \pm 0.021$	$0.503 \pm 0.023$	$0.46\substack{+0.06\\-0.05}$
В	1	$0.482\pm0.019$	$0.503 \pm 0.017$	$0.489 \pm 0.030$	$0.485 \pm 0.018$	$0.49_{-0.02}^{+0.03}$
	2	$0.483 \pm 0.020$	$0.501 \pm 0.015$	$0.496 \pm 0.020$	$0.492 \pm 0.010$	$0.49\substack{+0.01\\-0.01}$
	Planck	$0.529\substack{+0.024\\-0.018}$	$0.472^{+0.063}_{-0.008}$	$0.475\substack{+0.023\\-0.016}$	$0.481^{+0.013}_{-0.011}$ (Emos1)	N.A.
	٥	$0.452\pm0.041$	$0.445\pm0.075$	$0.456 \pm 0.022$	$0.461 \pm 0.024$	$0.47\substack{+0.04 \\ -0.05}$
С	1	$0.457 \pm 0.030$	$0.440\pm0.010$	$0.456 \pm 0.022$	$0.462 \pm 0.018$	$0.46\substack{+0.02 \\ -0.06}$
	2	$0.452 \pm 0.029$	$0.444 \pm 0.026$	$0.447 \pm 0.010$	$0.446 \pm 0.008$	$0.45_{-0.01}^{+0.01}$
	Planck	$0.469^{+0.020}_{-0.020}$	$0.434_{-0.016}^{+0.017}$	$0.463\substack{+0.009\\-0.017}$	$0.459^{+0.010}_{-0.010}$	N.A.

TABLE 4.3 – Tableau des valeurs des redshifts des amas du système estimées dans les zones d'analyse (o), (1) et (2) lors des ajustements individuels et simultanés des données des trois détecteurs EPIC ainsi que les valeurs présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b).

J'estime les redshifts pour les amas de galaxies via les ajustements dits individuels (détecteur par détecteur) et dits simultanés (en combinant les détecteurs). Je me focalise sur les secteurs/zones où l'émission des amas est dominante c'est-à-dire les zones (0)...(2), définies dans la Table 4.1b.

L'ensemble des valeurs des redshifts des amas du système est répertorié dans la Table 4.3. Cette dernière montre que les estimations des ajustements (individuels et simultanés) réalisés par application de la statistique Cash sont systématiquement en accord à  $1\sigma$  pour chaque amas. Les estimations produites par l'inférence bayésienne pour les valeurs de redshift de chaque amas sont également en accord avec celles issues de la statistique Cash. De plus, les estimations dans les zones d'analyse  $\odot$ , (1) et (2) sont également en accord entre elles pour chaque amas. Ce résultat démontre la robustesse de l'approche adoptée. On remarque que les estimations du redshift dans la zone (0) pour les amas B et C sont très peu précises. Ce résultat traduit directement la faible quantité de photons (voir section 4.1.2.1 y compris calculs des qualités d'ajustement et table 4.2). Dans la suite de l'analyse, le redshift de chaque amas  $z_{X,amas}$  sera fixé à l'estimation par inférence bayésienne dans la zone contenant la plus grande quantité de photons (valeurs en gras dans la table 4.3). PLANCK COLLABORATION (2013b) ont également estimé les redshifts des amas et ces valeurs sont présentées dans cette table. Je trouve un accord à  $1\sigma$  entre les estimations du redshift pour l'amas A seulement. Pour les amas B et C les valeurs sont uniquement compatibles à  $2\sigma$ .

#### 4.2.1.1 Mesure des redshifts avec les données optiques

PLANCK COLLABORATION (2013b) ont mené une analyse basée sur les redshifts photo-métriques des galaxies dans le champ de vue de l'observation *XMM-Newton* à partir de la base de données du Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Les galaxies ont été sélectionnées dans un rayon de vingt minutes d'arc autour du barycentre des trois amas A, B et C et dans l'intervalle de redshift  $z \in [0.35, 0.60]$ . Un total de 900 galaxies dans le catalogue SDSS correspondaient à ces critères. Ils ont défini le redshift  $z_{\text{SDSS,amas}}$  comme la valeur médiane des redshifts des galaxies présentes dans un cercle centré sur le pic d'émission X. Les données photo-métriques indiquent que les amas A et C se trouvent à un redshift  $z_{\text{SDSS,A,C}} \approx 0.45$  tandis que l'amas B est légèrement plus éloigné à  $z_{\text{SDSS,B}} \approx 0.47$ . Cependant, il est important de garder à l'esprit que les redshifts photo-métriques sont peu précis.



(a) Meilleur ajustement ( $\chi_r^2 = 1.17$ ) de deux distributions Gaussiennes sur l'histogramme généré à partir de 226 galaxies du champ de vue sélectionnées dans l'intervalle  $z \in [0.40, 0.55]$ . Les deux distributions sont associées aux positions de l'amas B (bleu) et de la paire d'amas A-C (rouge).



(b) Meilleur ajustement ( $\chi_r^2 = 1.29$ ) de deux distributions Gaussiennes sur l'histogramme généré à partir de 112 galaxies du champ de vue sélectionnées dans l'intervalle  $z \in [0.40, 0.55]$ . Les deux distributions sont associées aux positions de l'amas A (violet) et de l'amas C (vert).

FIGURE 4.5 – Histogrammes des valeurs de redshifts spectrométriques des galaxies sélectionnées dans le champ de vue de l'observation du système triple PLCK G214.6+37.0 par l'instrument VLT-*VIMOS*.

Le système triple PLCK G214.6+37.0 a fait l'objet d'observations de suivi avec l'instrument VIMOS (VIsible Multi-Object Spectrograph) installé sur le VLT, observant dans le visible dans l'intervalle de longueurs d'onde  $\lambda \in [360, 1000]$  nm. Dans le cadre de son stage de Master, effectué de mars à juin 2020 sous la direction de N. Aghanim, Raphaël WICKER a mené la réduction des données et l'analyse complète des observations spectrométriques de PLCK G214.6+37.0. Je présente et discute ci-dessous ses résultats en regard des résultats obtenus par mon analyse de l'émission X.

Les histogrammes présentés dans la figure 4.5 sont construits à partir de l'ensemble des galaxies présentes dans la mosaïque de quatorze champs de vue du *VLT-VIMOS*. Pour générer l'histogramme 4.5a, 226 galaxies dans l'intervalle  $z \in [0.40, 0.55]$  ont été identifiées à partir de leur spectre d'émission. Deux distributions Gaussiennes ont été ajustées. Ces deux distributions atteignent leur maximum pour  $z = 0.450 \pm 0.004$  et pour  $z = 0.498 \pm 0.004$ , aux positions de la paire d'amas A-C et de l'amas B, respectivement. L'histogramme 4.5a regroupe 112 galaxies détectées dans l'intervalle  $z \in [0.43, 0.46]$ . À nouveau deux distributions Gaussiennes ont été ajustées et elles atteignent leur maximum pour  $z = 0.445 \pm 0.002$  et  $z = 0.451 \pm 0.002$ , aux positions de l'amas A et de l'amas C.

Amas	$z_{X}$	$z_{\mathrm{SDSS}}$	$z_{\mathtt{VLT}}$
А	$0.44^{+0.01}_{-0.01}$	0.45	$0.445\pm0.002$
В	$0.49^{+0.01}_{-0.01}$	0.47	$0.498 \pm 0.004$
С	$0.45\substack{+0.01\\-0.01}$	0.45	$0.451 \pm 0.002$

TABLE 4.4 – Comparaison des valeurs des redshifts des amas du système PLCK G214.6+37.0 estimées par l'analyse des données X *XMM-Newton*, des données photométriques *SDSS* et des données spectroscopique du *VLT-VIMOS*.

Pour les trois amas, les estimations des redshifts  $z_{\rm X}$  à partir de spectre d'émission X sont en parfait accord avec les valeurs  $z_{\rm VLT}$  déduites des redshifts spectrométriques de la population de galaxies du système triple PLCK G214.6+37.0. Elles sont également en accord avec les redshifts photo-métriques  $z_{\rm SDSS}$  présentés dans PLANCK COLLABORATION (2013b). Néanmoins, le redshift photo-métrique avancé pour l'amas B n'est pas compatible avec la valeur extraite des données X et des données spectrométriques. PLANCK COLLABORATION (2012) montrent un excellent accord entre leurs estimations de redshift  $z_{\rm X}$  et  $z_{\rm opt}$  (photométriques ou spectrométriques). Ils ont déterminé un rapport moyen entre  $z_{\rm X}$  et  $z_{\rm opt}$  de  $1.002 \pm 0.08$ . Pour les amas du système triple PLCK G214.6+37.0 ce rapport moyen est plus précis  $\langle z_{\rm X}/z_{\rm opt} \rangle_{\rm A,B,C} = 1.010 \pm 0.028$ . Ce résultat montre que la détermination des redshifts par l'analyse X et la détection d'un décalage de la raie 7 keV Fe dans le spectre de densité de flux de l'émission X est très fiable.

Les redshifts des amas nous suggèrent que le système PLCK G214.6+37.0 serait composé de deux sous structures, l'une constituée d'une paire d'amas en avant plan (l'amas A et l'amas C) située à  $\langle z \rangle = 0.448 \pm 0.002$ , et l'autre composée de l'amas B, en arrière plan, à  $z = 0.498 \pm 0.004$ .

#### 4.2.2 Abondance en métaux du gaz



FIGURE 4.6 – Image de la distribution de l'abondance en métaux du gaz issue de la simulation Illustris. Crédit : Illustris Collaboration / Illustris Simulation.

Le modèle APEC d'émission d'un plasma collisionnel comprend un continuum couplé à des raies d'émission. Ces raies sont associées à des éléments composant le plasma intra-amas. Dans le modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$ , j'ai considéré que ce plasma contenait les éléments suivants : H, He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni. L'abondance en métaux du gaz (voir figure 4.6 montrant l'abondance en métaux dans la simulation Illustris) peut être, en principe, mesurée pour chacun des éléments individuellement en calculant la « largeur équivalente » (EW). Cette dernière est définie comme le contraste d'intensité de la raie  $I_{\nu}$  sur une bande de fréquence  $d\nu$  par rapport à l'intensité du continuum  $I_{\nu}^{0}$  (C. L. SARAZIN 1986) :

$$\mathsf{EW} \equiv \int \left(\frac{I_{\nu} - I_{\nu}^{0}}{I_{\nu}^{0}}\right) \, d\nu. \tag{4.16}$$

Dans mon analyse, les données ne me permettent pas de calculer l'abondance de chacun des éléments individuellement. Une table d'abondances relatives des éléments par rapport à l'hydrogène est donc utilisée par la suite XSpec afin de déterminer l'abondance globale en métaux du gaz.

Afin d'estimer l'abondance en métaux des amas, j'ai fixé les valeurs des redshifts aux  $z_{\text{VLT},\text{amas}}$  présentées dans la table 4.4. Comme présenté en section 4.1.2 et en imposant  $A \in [0, 1]$ , j'ai ajusté pour chaque détecteur, et pour la combinaison des trois, le modèle  $\mathcal{M}_{\text{amas}}(E)$  sur les spectres de densité de flux extrait des zones o, (1) et (2) indépendamment. La table 4.5 regroupe l'ensemble des estimations de l'abondance en métaux du gaz pour chaque amas.

Pour chaque amas et pour chaque zone d'analyse on remarque que les valeurs centrales estimées lors des ajustements individuels présentent une grande dispersion. Néanmoins, elles restent en accord entre elles car les erreurs sont également importantes. Ceci est sûrement le résultat d'une trop faible statistique et il est donc indiqué d'opérer un ajustement simultané des trois détecteurs. L'ajustement combiné par la statistique Cash pour les trois amas de galaxies permet d'obtenir une estimation plus précise et en accord avec les ajustements individuels. De plus, l'estimation des abondances par inférence bayésienne présente un excellent accord avec celles obtenues avec la statistique Cash. Les résultats présentés démontrent la similarité des estimations à partir des deux méthodes utilisées.

Amas	Zone	EMOS1	EMOS2	EPN	(EMOS1+EMOS2+EPN)	(EMOS1+EMOS2+EPN)
		(Cash)	(Cash)	(Cash)	(Cash)	(BXA)
	٥	$0.99\pm0.61$	$0.53\pm0.29$	$0.38\pm0.15$	$0.56\pm0.14$	$0.58^{+0.15}_{-0.12}$
A	1	$0.16\pm0.38$	$0.24\pm0.16$	$0.43\pm0.14$	$0.33\pm0.09$	$0.32_{-0.09}^{+0.11}$
	2	$0.24\pm0.16$	$0.34\pm0.16$	$0.40\pm0.12$	$0.35\pm0.08$	$0.35\substack{+0.09 \\ -0.08}$
	0	$0.10\pm0.25$	$0.08\pm0.56$	$0.08\pm0.26$	$0.10\pm0.16$	$0.14\substack{+0.16 \\ -0.09}$
В	1	$0.71\pm0.56$	$0.13\pm0.92$	$0.35\pm0.25$	$0.28\pm0.18$	$0.27\substack{+0.20 \\ -0.16}$
	2	$0.38\pm0.31$	$0.81\pm0.41$	$0.52\pm0.24$	$0.55\pm0.17$	$0.56_{-0.16}^{+0.20}$
	٥	$0.48\pm0.44$	$0.15\pm0.27$	$0.10\pm0.64$	$0.10\pm0.15$	$0.10_{-0.07}^{+0.13}$
С	1	$0.16\pm0.23$	$0.10\pm0.39$	$0.43\pm0.21$	$0.23\pm0.12$	$0.22_{-0.11}^{+0.13}$
	2	$0.20\pm0.17$	$0.35\pm0.22$	$0.54\pm0.17$	$0.39\pm0.11$	$0.40\substack{+0.11\\-0.10}$

Abondance en métaux  $\mathcal{A}(A_{\odot})$ 

TABLE 4.5 – Tableau des valeurs de la métalicité du gaz des amas du système estimées dans les zones d'analyse  $(\mathbf{0})$ ,  $(\mathbf{1})$  et  $(\mathbf{2})$  lors des ajustements individuels et simultanés des données des trois détecteurs EPIC.

Par ailleurs, on remarque que l'abondance en métaux dans la partie centrale de l'amas A est supérieure à celle des zones plus externes. On observe l'inverse pour les amas B et C. Dans la section 4.5.1, je discuterai ces différences et je comparerai les valeurs que j'ai estimées à celles obtenues dans la littérature.

#### 4.2.3 Brillance de surface

Après avoir fixé les valeurs des redshifts des amas à celles obtenues par l'analyse des données optiques spectrométriques et les valeurs de l'abondance en métaux aux valeurs estimées dans la zone (), j'ai ajusté les spectres de densité de flux extraits dans les dix-sept zones indépendamment en ne laissant libre que la température et la normalisation du modèle. Ici, je présente le calcul de la brillance de surface à partir des estimations des paramètres estimés des ajustements du modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$ . La présentation des estimations des température dans les zones d'analyse (table 4.1b) sera abordée dans la section 4.2.4.

La brillance de surface  $SB_{amas}^{[E_{\min}, E_{\max}]}(r)$  représente le flux reçu dans un intervalle d'énergie  $[E_{\min}, E_{\max}]$ sur une surface de détecteur considérée  $S_d$  (voir section 3.4.2 équation 3.9). Ainsi cette quantité est fonction de l'ensemble des paramètres du modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$ . Cette quantité est proportionnelle à  $n_e^2(r)$  (voir chapitre 3 équation 2.48). J'ai fixé  $[E_{\min}, E_{\max}]$  à [0.5, 2.0] keV car l'émission X des amas de galaxies prédomine en principe dans cet intervalle.

Sur la figure 4.7 sont représentés les profils de brillance de surface pour les ajustements combinés des détecteurs (Cash et BXA) et pour chaque amas du système PLCK G214.6+37.0. Chaque valeur de la brillance de surface est calculée en appliquant l'équation 3.9 au modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$ , ajusté à la densité spectrale de flux dans chaque zone d'analyse indépendamment. La ligne noire représente la valeur de la brillance de surface de la contamination astrophysique déterminée au chapitre 3 section 3.5 (les droites en pointillé représentent les incertitudes à  $1\sigma$ ). On remarque que la brillance de surface de l'émission X des amas peut être inférieure à celle de la contamination astrophysique. J'ai donc défini un critère de confiance additionnel à ceux présentés dans les sections 4.1.2.1 et 4.1.2.2 :

$$SB_{amas} \ge SB_{astro}.$$
 (4.17)

Ce critère me permet de mettre en évidence l'ensemble des estimations produites dans des zones d'analyse où l'émission X des amas n'est pas clairement distincte de l'émission de la contamination astrophysique. Le critère est vérifié pour des ouvertures angulaires supérieures à une valeur seuil  $\theta_{amas,s}$  et j'ai estimé  $\theta_{A,s} = 1.8'$ ,  $\theta_{B,s} = 1.3'$  et  $\theta_{C,s} = 1.9'$ . La figure 4.1 montre également que, pour les zones (a)...(s) correspondant à

 $\theta_{A,s} \ge 1.8'$ , les modèles de densité spectrale de flux du fond diffus extra-galactique et du gaz intra-amas sont très semblables. De plus, les critères de confiance statistiques n'attestent pas, dans ces zones, d'un ajustement de mauvaise qualité (voir table 4.2). Il faut donc demeurer prudent vis-à-vis des mesures issues des ajustements dans ces zones (voir section 4.2.4). En effet, il est probable que l'estimation des paramètres du modèle soit biaisée.



FIGURE 4.7 – Brillances de surface  $SB_{amas}$  des amas A (gauche), B (droite) et C (bas) du système PLCK G214.6+36.0 estimées par la statistique Cash (croix claires) et par inférence bayésienne (croix foncées). Chaque point correspond à la valeur de la brillance de surface estimée dans l'une des dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b. Les lignes noires représentent la brillance de surface de la contamination astrophysique  $SB_{astro}$ . Les zones colorées représentent les zones pour lesquelles la brillance de surface de l'émission X des amas est inférieure à celle de la contamination astrophysique.

La figure 4.7 montre que pour les trois zones centrales  $(\textcircled{o}, \ldots \textcircled{o})$  les valeurs des brillances de surface sont cohérentes entre les méthodes d'ajustement Cash et BXA. Ce résultat montre une fois de plus que dans les zones où l'émission X des amas domine les méthodes donnent des résultats similaires. Mais est-ce que la même observation peut être faite pour les zones périphériques? Et si oui jusqu'à quelle ouverture angulaire  $\theta$ ?

Pour  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ , de légères variations sont notables entre les valeurs de brillance de surface issues des ajustements Cash et celles issues des ajustements BXA. Dans la suite, je conserverai les deux types d'estimation afin d'analyser les éventuelles différences sur les caractéristiques physiques des amas telles que la densité, la pression, l'entropie ou toute autres quantités dérivées des brillances de surfaces.

Pour  $\theta \ge \theta_{amas,s}$ , on observe un aplatissement du profil radial pour les amas A et B. Ce plateau est estimé par l'inférence bayésienne à une valeur inférieure à la brillance de surface des amas contrairement au cas utilisant l'ajustement avec la statistique Cash. La présence de ce plateau est probablement liée à la difficulté d'ajuster l'ensemble des modèles aux données dans ces zones d'analyse. Pour l'amas C, les valeurs de brillance de surface obtenues par inférence bayésienne dans les trois dernières zone d'analyse sont très inférieures à celles produites par l'ajustement avec la statistique Cash. Ce résultat souligne que l'estimation des paramètres dans ces zones externes est très difficile.

Dans la suite de l'analyse, les valeurs pour lesquelles  $SB_{amas} \leq SB_{astro}$  seront écartées de l'analyse. Seules

les valeurs des brillances de surface telles que  $\theta \leq \theta_{\text{amas,s}}$  seront utilisées pour extraire un profil de densité du gaz (voir section 4.3.1).

#### 4.2.4 Température du gaz

Dans le chapitre 3, j'ai discuté de l'origine de l'émission en rayon X des amas de galaxies : Bremsstrahlung thermique avec un spectre donné par l'équation 2.42. Si le gaz est isotherme alors le continuum suit un comportement exponentiel  $I_{\nu} \propto \exp(-h\nu/k T_g)$ . Ainsi la température du plasma intra-amas est essentiellement estimée au travers de la forme du spectre de la densité de flux.

Comme présenté en section 4.1.2, après avoir fixé  $z = z_{\text{VLT},\text{amas}}$ , l'abondance aux valeurs estimées dans la zone d'analyse (2) et en imposant  $T \in [2, 8]$  keV, j'ai ajusté pour chaque détecteur, et pour la combinaison des trois, le modèle  $\mathcal{M}_{\text{amas}}(E)$  sur les spectres de densité. Dans un premier temps, j'estime la température dans les zones centrales des amas de galaxies (notées (0)...(2)) dans lesquelles l'émission X des amas domine. La table 4.6 résume les valeurs obtenues, ainsi que les valeurs de la température estimées par PLANCK COLLABORATION (2013b).

Amas	Zone	EMOS1	EMOS1 EMOS2 EPN		(EMOS1+EMOS2+EPN)	(EMOS1+EMOS2+EPN)	Planck
		(Cash)	(Cash)	(Cash)	(Cash)	(BXA)	
	٥	$3.20\pm0.33$	$3.14\pm0.34$	$3.06\pm0.24$	$3.13\pm0.17$	$3.15_{-0.16}^{+0.18}$	N.A.
А	1	$4.55\pm0.78$	$3.35\pm0.37$	$3.25\pm0.23$	$3.45\pm0.22$	$3.52^{+0.23}_{-0.20}$	N.A.
	2	$4.06\pm0.48$	$3.01\pm0.28$	$3.66\pm0.28$	$3.58\pm0.20$	$3.58\substack{+0.21\\-0.16}$	$3.6\pm0.4$
	٥	$2.89 \pm 1.13$	$4.02 \pm 1.36$	$3.34\pm0.71$	$3.29\pm0.49$	$3.64_{-0.57}^{+0.68}$	N.A.
В	1	$7.91 \pm 2.49$	$6.80 \pm 2.36$	$3.60\pm0.61$	$5.04\pm0.63$	$5.17_{-0.62}^{+0.82}$	N.A.
	2	$4.96 \pm 1.11$	$5.92 \pm 1.28$	$3.63\pm0.50$	$4.39\pm0.48$	$4.47\substack{+0.45 \\ -0.39}$	$4.3\pm0.9$
	٥	$5.79 \pm 1.72$	$4.56 \pm 1.39$	$6.10 \pm 1.31$	$5.64\pm0.94$	$6.15\substack{+0.92\\-0.78}$	N.A.
С	1	$5.67 \pm 1.44$	$5.38 \pm 1.09$	$5.19\pm0.57$	$5.41\pm0.50$	$5.60^{+0.62}_{-0.50}$	N.A.
	2	$5.25\pm0.80$	$6.58 \pm 1.14$	$5.01\pm0.45$	$5.36\pm0.36$	$5.43\substack{+0.44\\-0.37}$	$5.3\pm0.9$

**Température**  $T_x$  (keV)

TABLE 4.6 – Tableau des valeurs des températures des amas du système estimées dans les zones d'analyse  $(\mathbf{o})$ ,  $(\mathbf{i})$  et  $(\mathbf{z})$ . Les valeurs *Planck* sont tirées, quand elles sont calculées et disponibles, de PLANCK COLLABORATION (2013b).

Les valeurs centrales estimées lors des ajustements individuels présentent une forte dispersion dans chaque zone d'analyse, notamment pour les amas B et C. Toutefois, ces estimations présentent de grandes incertitudes pouvant atteindre 30% et restent donc compatibles entre elles à  $1-2\sigma$ . J'ai donc ajusté les données des trois détecteurs simultanément pour chaque amas et pour toutes les zones. La table 4.6 montre que, pour tous les amas, l'ajustement simultané Cash estime des températures en accord avec celles issues des ajustements individuels. Les ajustements combinés sont de plus beaucoup plus précis (erreurs faibles). Dorénavant je présenterai donc uniquement les ajustements combinés (Cash et BXA).

Pour chaque amas et dans les trois zones centrales, les estimations par inférence bayésienne sont en très bon accord avec les ajustements par la statistique Cash et présentent une précision comparable. Ce résultat montre à nouveau la robustesse de notre approche. PLANCK COLLABORATION (2013b) ont également estimé les températures des trois amas de galaxies. Je compare leurs valeurs à celles que j'ai obtenues dans la zone d'analyse (2). En effet, l'étude de PLANCK COLLABORATION (2013b) ne précise pas la zone d'analyse dans laquelle la température a été estimée. Je fais donc l'hypothèse, au vue de la figure 3 de cet article, que leur zone d'analyse est équivalente à ma zone (2) (0.3' - 1'). Bien que les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b) soient en excellent accord avec celles que j'obtiens, mes estimations sont plus précises d'environ 50%. Ainsi, il devient envisageable de sonder le profil de température pour des ouvertures angulaires supérieures à celle présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b). J'ai donc ajusté le modèle  $\mathcal{M}_{amas}$  sur les données des zones d'analyse (2)...(3) indépendamment afin d'estimer les profils de température pour chaque amas. La figure 4.8 illustre les estimations de la température, par la statistique Cash.



FIGURE 4.8 – Températures des amas A (gauche), B (droite) et C (bas) du système PLCK G214.6+36.0 estimées par la statistique Cash. Chaque point correspond à la valeur de la température estimée dans l'une des dix-sept zones d'analyse (table 4.1b). La zone colorée représente la zone pour laquelle la brillance de surface de l'émission de l'amas est telle que  $SB_{amas} < SB_{astro}$ . Les points noirs représentent les ajustements fiables, les points de couleurs foncées les ajustements peu fiables et les points de couleurs claires les cas où l'exploration des paramètres dépasse les bornes fixées. Les points rouges représentent les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b).

Sur la figure 4.8, chacun des points est caractérisé en fonction du degré de confiance que je lui attribue. J'utilise pour ce faire un critère statistique  $C_{\text{stat}}/\text{DoF} \in [0.75, 1.25]$  que je considère comme indicateur de fiabilité de l'ajustement du modèle. Cependant ce critère seul ne suffit pas car  $C_{\text{stat}}$ , à l'instar du  $\chi_r^2$ , n'est pas une quantification de la qualité d'un ajustement. Ainsi j'ai également défini un critère de confiance basé sur la brillance de surface de l'émission X (voir équation 4.17). Ce critère me permet de signaler l'ensemble des estimations de température issues de zones d'analyse où l'émission X des amas n'est pas clairement distincte de l'émission de la contamination astrophysique et donc où l'ajustement peut être fortement biaisé. Pour finir, je m'assure que les estimations des températures dans chaque zone d'analyse respectent les bornes que j'ai imposées. Je définis donc ce critère par

$$[T_{\text{amas}} - \sigma_{T_{\text{amas}}} > T_{\text{min}}] \text{ et } [T_{\text{amas}} + \sigma_{T_{\text{amas}}} < T_{\text{max}}], \tag{4.18}$$

avec  $T_{\min} = 2$  keV,  $T_{\max} = 8$  keV,  $T_{\max}$  la température estimée et  $\sigma_{T_{\max}}$  son erreur.

J'ai également ajusté le modèle  $\mathcal{M}_{amas}(E)$  par inférence bayésienne sur les données des zones d'analyse (2)...(16). Sur la figure 4.9, j'illustre les estimations des températures des trois amas déterminées par inférence bayésienne. Les points de mesure sont caractérisés en fonction du degré de confiance que je leur attribue. J'ai défini pour cette méthode d'ajustement deux critères basés sur la distribution postérieure de la température dans chaque zone :

$$pdf_{T_{mmax}}$$
 symétrique et  $\mathcal{P}_{max}(T_{amas}) = T_{med},$  (4.19)

où  $pdf_{T_{amas}}$  est la distribution postérieure de la température dans la zone d'analyse considérée,  $T_{med}$  la valeur médiane de la distribution et  $\mathcal{P}_{max}(T_{amas})$  la valeur maximale de cette dernière. J'ai également appliqué le même critère de confiance sur la brillance de surface de l'émission X (voir équation 4.17).



FIGURE 4.9 – Températures des amas A (gauche), B (droite) et C (bas) du système PLCK G214.6+36.0 estimées par inférence bayésienne. Chaque point correspond à la valeur de la température estimée dans l'une des dix-sept zones d'analyse définies dans la table 4.1b. La partie colorée représente la zone pour laquelle la brillance de surface de l'émission de l'amas est telle que  $SB_{\rm amas} < SB_{\rm astro}$ . Les points noirs représentent les ajustements fiables, les points de couleurs claires les ajustements peu fiables, et les points de couleurs foncées les cas où l'exploration des paramètres ne renvoie pas une valeur raisonnable de la température. Les points rouges représentent les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b).

En ne considérant que les estimations de température satisfaisant l'ensemble des critères de confiance définis pour les méthodes Cash ou BXA, on remarque que nos résultats ne nous permettent pas de sonder les températures des amas pour des tailles angulaires supérieures à celles obtenues dans PLANCK COLLABORATION (2013b). Cependant, notre approche a permis d'obtenir un échantillonnage plus fin du profil de température ainsi que de déterminer plusieurs critères afin de quantifier la confiance attribuée aux estimations de la température.

Pour  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ , on peut observer que les deux méthodes (Cash et BXA) donnent pour les trois amas des profils en accord entre eux. Pour les amas A et C, les profils sont compatibles avec ceux dérivés par la collaboration *Planck*. Le profil de température de l'amas B quant à lui est très différent et présente une distribution radiale non uniforme avec une température significativement plus basse en son cœur. Pour  $\theta \geq \theta_{amas,s}$  malgré la plus faible confiance attribuée aux estimations, les profils de température restent compatibles d'une méthode à l'autre et avec les estimations de PLANCK COLLABORATION (2013b).

Pour la suite de l'analyse, je continuerai, comme pour les brillances de surface, à conserver les estimations issues des deux méthodes d'ajustement. En effet dans la section 4.3.2 je testerai l'hypothèse d'isothermalité du gaz intra-amas en ajustant plusieurs modèles de la distribution radiale de température. Il sera donc intéressant

de voir si le profil de température présente des variations dues à la méthode d'ajustement. De plus, on a remarqué que les trois amas, et plus particulièrement l'amas B, présentent une plus basse température au cœur. J'explorerai dans la section 4.5 l'état dynamique des trois amas et la dichotomie amas à cœur froid (« cool-core ») et non froid (« non cool-core »)(voir chapitre 2). Je m'attellerai également, dans la section 4.6.1, à comparer les propriétés physiques des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 à celles de populations d'amas préalablement observées à l'aide de relevés dans les rayons X (voir chapitre 1).

# 4.3 Caractérisation du gaz intra-amas

Dans cette section, je me focalise dans un premier temps sur la modélisation des distributions radiales de la densité du gaz intra-amas et de sa température, pour chaque amas. Je présente deux profils de densité ainsi que deux profils de température. Dans un second temps, à partir de ces distributions, je détermine le rayon caractéristique  $r_{500}$  des amas et je calcule la pression de leur gaz. Une discussion sur la contribution des trois amas du système multiple PLCK G214.6+37.0 à la pression totale de ce dernier, mesurée par *Planck*, sera présentée dans la section 4.6.1.

#### 4.3.1 Profil de densité du gaz

La brillance de surface des rayons X observée est proportionnelle à la distribution de densité du gaz projetée sur la ligne de visée (voir équation 2.48). Dans l'hypothèse d'un gaz isotherme à l'équilibre hydrostatique, j'ai montré dans le chapitre 2 que la densité de gaz suivait un profil- $\beta$  (voir section 2.2.1.1). Un autre profil, dit profil- $\beta\beta$ , peut également être considéré afin de modéliser une distribution de la densité de matière plus piquée au cœur de l'amas (voir section 2.2.1.2). J'ai donc défini deux modèles de profil de brillance de surface  $SB_{r_c,\beta}$  et  $SB_{r_{c_1},\beta_1}^{r_{c_2},\beta_2}(\theta_r)$  dérivés des profils  $\beta$  et  $\beta\beta$ .

Je présente ci-dessous succinctement le développement analytique de ces modèles ainsi que leurs ajustements gaussiens aux estimations de la brillance de surface des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 afin de déterminer leurs profils de densité. La qualité de ces ajustements sera quantifiée, comme d'ordinaire, par leur  $\chi_r^2$ .

#### 4.3.1.1 Profil- $\beta$

Je considère en premier lieu que la densité d'électrons  $n_e(r)$  est décrite par un profil- $\beta$ . Ainsi, la projection de ce dernier le long de la ligne de visée donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} n_e^2 (\sqrt{r_\perp^2 + l^2}) dl = \int_{-\infty}^{+\infty} n_{e,0}^2 \left( 1 + \frac{r_\perp^2 + l^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta} dl$$
$$= \frac{\Gamma(-\frac{1}{2} + 3\beta)}{\Gamma(3\beta)} \sqrt{\pi} n_{e,0}^2 r_c \left( 1 + \frac{r_\perp^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta + \frac{1}{2}}.$$
(4.20)

Modèle 7 :  $SB_{\theta_c,\beta}(\theta)$ .

La brillance de surface de l'émission X d'un amas de galaxies est définie comme

$$\mathcal{SB}_{\theta_c,\beta}(\theta) = \mathcal{SB}_0 \times \mathcal{F}_{\mathcal{SB}}(\theta, \theta_c, \beta) \tag{4.21}$$

avec  $\theta = r_{\perp} / \mathcal{D}_{A}(z)$  et

$$\mathcal{F}_{SB}(\theta,\theta_c,\beta) = \left(1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}\right)^{-3\beta + \frac{1}{2}}$$
(4.22)

et

$$\mathcal{SB}_{0} = \frac{8 \ n_{e,0}^{2} \mathcal{D}_{\mathbf{A}}(z) \theta_{c}}{3(1+z)^{4}} \frac{n_{\nu} Z^{2} e^{6}}{m_{e}^{2} c^{3}} \left(\frac{2\pi m_{e}}{3kT_{g}}\right)^{1/2} G(T_{g}) \frac{\sqrt{\pi} \ \Gamma(-\frac{1}{2}+3\beta)}{\Gamma(3\beta)}$$
(4.23)

À partir de l'équation 4.23, je détermine la densité d'électrons au centre de l'amas  $n_{e,0}$ . Celle-ci peut alors s'écrire

$$n_{e,0} = \mathcal{A} \times \frac{(1+z)^2 (kT_{\rm g})^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{\theta_c}} \pm \delta n_{e,0} \,, \tag{4.24}$$

où

$$\mathcal{A} = \sqrt{S\mathcal{B}_0} \times \left(\frac{8\mathcal{D}_{\mathbb{A}}(z)}{3} \frac{n_{\nu} Z^2 e^6}{m_e^2 c^3} \left(\frac{2\pi m_e}{3}\right)^{1/2} G(T_{\rm g}) \frac{\sqrt{\pi} \ \Gamma(-\frac{1}{2} + 3\beta)}{\Gamma(3\beta)}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$
 (4.25)

Je trouve systématiquement que  $\delta SB_0 \ll SB_0$  et j'ai donc négligé la propagation de cette erreur dans le calcul de la densité centrale  $n_{e,0}$ . De plus, dans ce calcul, le paramètre  $\beta$  n'intervient que dans le rapport de deux fonctions  $\Gamma$  qui ne varie que très peu et j'ai donc également négligé la contribution de son erreur à  $\delta n_{e,0}$ . Ainsi,

$$\delta n_{e,0} = \mathcal{A} \times \left[ \frac{2(1+z)(kT_{\rm g})^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{\theta_c}} \delta z + \frac{(1+z)^2(kT_{\rm g})^{-\frac{3}{4}}}{4\sqrt{\theta_c}} \delta kT_{\rm g} + \frac{(1+z)^2(kT_{\rm g})^{\frac{1}{4}}}{2(\theta_c)^{3/2}} \delta \theta_c \right].$$
(4.26)

Les paramètres ajustés de ce modèle sur les brillances de surface, pour  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ , calculées en section 4.2.3 sont présentés dans la table 4.7.

Amas Données		$\chi^2_r$	ß	$ heta_c$	$\mathcal{SB}_0$	$n_{e,0}$
Amas Donnees	ρ		(arcmin)	$(\texttt{ergs.cm}^{-2}.\texttt{s}^{-1}.\texttt{deg}^{-2})$	$(10^{-3} { m cm}^{-3})$	
٨	Cash	5.67	$0.638 \pm 0.003$	$0.349 \pm 0.003$	$10.47 \times 10^{-10} \pm \mathcal{O}(10^{-12})$	$8.45\pm0.15$
А	BXA	4.90	$0.705 \pm 0.032$	$0.406 \pm 0.003$	$10.09 \times 10^{-10} \pm \mathcal{O}(10^{-12})$	$7.99 \pm 0.20$
В	Cash	5.43	$0.619 \pm 0.019$	$0.485 \pm 0.036$	$2.75 \times 10^{-10} \pm \mathcal{O}(10^{-12})$	$3.67\pm0.23$
	BXA	5.14	$0.691 \pm 0.014$	$0.572 \pm 0.022$	$2.66 \times 10^{-10} \pm \mathcal{O}(10^{-12})$	$3.47\pm0.18$
C	Cash	4.23	$0.554 \pm 0.002$	$0.496 \pm 0.012$	$4.24 \times 10^{-10} \pm \mathcal{O}(10^{-12})$	$4.07\pm0.12$
C	BXA	4.84	$0.638 \pm 0.006$	$0.605\pm0.017$	$4.02 \times 10^{-10} \pm \mathcal{O}(10^{-12})$	$3.80\pm0.16$

TABLE 4.7 – Paramètres ajustés du modèle  $SB_{\theta_c,\beta}(\theta)$  ainsi que la densité au cœur déduite pour les trois amas du système PLCK G214.6+37.0.

Tout d'abord, on remarque que le  $\chi_r^2$  atteint des valeurs élevées pour tous les cas. Il est possible que ce résultat soit une conséquence directe des très faibles erreurs sur l'estimation de la brillance de surface rendant l'ajustement sur-contraint. On constate que les amas de galaxies ont des densités centrales comprises entre  $10^{-4}$  et  $10^{-2}$  cm<sup>-3</sup> et des rayons de cœur de quelques centaines de kpc. Il est également attendu que la densité décroisse en périphérie de l'amas en suivant une loi de puissance  $\sim r^{-2}$ , ce qui équivaut à  $\beta \sim 0.66$ . Pour les deux estimations de brillance de surface (Cash et BXA), les paramètres  $\beta$ ,  $r_c$  et  $n_{e,0}$  sont conformes à ces valeurs typiques pour les trois amas. Néanmoins, les deux méthodes Cash et BXA renvoient des valeurs incompatibles entre elles ( $\geq 2\sigma$ ). Ce résultat souligne l'importance de conserver ces deux types d'estimations et d'en déduire l'ensemble des propriétés physiques des amas. La figure 4.10 illustre le profil de densité de gaz  $n_e(\theta)$  dérivé du modèle  $SB_{r_c,\beta}(\theta_r)$  pour chaque amas. Pour  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ , le profil- $\beta$  rend très bien compte des données pour les trois amas et pour les deux sets d'estimations.



FIGURE 4.10 – Profils de densité décrits par le modèle  $\beta$ . Les lignes de couleur représentent les profils paramétrés des valeurs de meilleur ajustement et les zones colorées illustrent les zones de confiance à  $1\sigma$ . Les croix noires sont les données. De haut en bas : amas A, B et C. De gauche à droite : Cash et BXA.

Néanmoins, un grand nombre de propriétés physiques des amas sont calculées dans une sphère de rayon  $r_{500}$ . Ce rayon caractéristique est au-delà du rayon seuil  $r_{amas,s} = \mathcal{D}_{A}(z)\theta_{amas,s}$ . Ainsi, le calcul des propriétés physiques des amas nécessitera une extrapolation de ce modèle pour  $\theta \ge \theta_{amas,s}$  ce qui peut biaiser les valeurs de ces dernières.

#### 4.3.1.2 Profil- $\beta\beta$

Une alternative au modèle  $\beta$  simple est la modélisation de la distribution du gaz par un modèle  $\beta$  double (noté  $\beta\beta$ ), communément utilisé dans la littérature (voir chapitre 2). Afin d'explorer la possible amélioration de l'ajustement de la brillance de surface, je modélise donc la densité d'électrons  $n_e$  par un profil- $\beta\beta$  (voir 2.17), et la projection de ce dernier le long de la ligne de visée donne

$$\int_{-\infty}^{+\infty} n_e^2 (\sqrt{r_{\perp}^2 + l^2}) dl = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{i=1}^2 n_{e0,i}^2 \left( 1 + \frac{r_{\perp}^2 + l^2}{r_{c_i}^2} \right)^{-3\beta_i} dl$$
  
$$= \sum_{i=1}^2 n_{e0,i}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left( 1 + \frac{r_{\perp}^2 + l^2}{r_{c_i}^2} \right)^{-3\beta_i} dl$$
  
$$= \sum_{i=1}^2 \frac{\Gamma(-\frac{1}{2} + 3\beta_i)}{\Gamma(3\beta_i)} \sqrt{\pi} n_{e0,i}^2 r_{c_i} \left( 1 + \frac{r_{\perp}^2}{r_{c_i}^2} \right)^{-3\beta_i + \frac{1}{2}}.$$
 (4.27)

**Modèle 8** :  $SB_{\theta_{c_1},\beta_1}^{\theta_{c_2},\beta_2}(\theta)$ . La brillance de surface de l'émission X d'un amas de galaxies est définie comme

$$\mathcal{SB}_{\theta_{c_1},\beta_1}^{\theta_{c_2},\beta_2}(\theta_r) = \sum_{i=1}^2 \mathcal{SB}_i \times \mathcal{F}_{\mathcal{SB}}(\theta_r,\theta_{c_i},\beta_i)$$
(4.28)

оù

$$S\mathcal{B}_{i} = \frac{8 \ n_{e,i}^{2} \mathcal{D}_{\mathbf{A}}(z) \theta_{c_{i}}}{3(1+z)^{4}} \frac{n_{\nu} Z^{2} e^{6}}{m_{e}^{2} c^{3}} \left(\frac{2\pi m_{e}}{3kT_{g}}\right)^{1/2} G(T_{g}) \frac{\sqrt{\pi} \ \Gamma(-\frac{1}{2} + 3\beta_{i})}{\Gamma(3\beta_{i})}$$
(4.29)

Les paramètres ajustés de ce modèle sur les brillances de surface calculées en section 4.2.3 sont présentés dans la table 4.8.

Amas	Ajustement	×2	$\beta_1$	$r_{c_1}$	$\mathcal{SB}_1$	$n_{e0,1}$	$\beta_2$	$r_{c_2}$	$\mathcal{SB}_2$	$n_{e0,2}$
		Xr		(arcmin)	$(\tt ergs.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2})$	$(10^{-3} { m cm}^{-3})$		(arcmin)	$(\tt ergs.cm^{-2}.s^{-1}.deg^{-2})$	$(10^{-3} { m cm}^{-3})$
	Cash	3.23	$0.86\pm0.06$	$0.46\pm0.03$	$9.12\times10^{-10}$	$7.66\pm0.34$	$0.41\pm0.04$	$0.40\pm0.04$	$0.82\times 10^{-10}$	$1.80\pm0.11$
A	BXA	3.45	$1.03\pm0.05$	$0.56\pm0.08$	$8.76\times10^{-10}$	$7.24\pm0.70$	$0.42\pm0.06$	$0.38\pm0.05$	$0.83\times 10^{-10}$	$1.78\pm0.18$
D	Cash	3.78	$1.65\pm0.07$	$0.92\pm0.05$	$2.42\times 10^{-10}$	$3.33\pm0.17$	$0.40\pm0.09$	$1.20\pm0.06$	$0.23\times 10^{-10}$	$0.54\pm0.03$
	BXA	4.11	$1.570\pm0.06$	$0.96\pm0.08$	$2.41\times 10^{-10}$	$3.27\pm0.22$	$0.41\pm0.08$	$1.06\pm0.05$	$0.23\times 10^{-10}$	$0.58\pm0.03$
	Cash	3.88	$1.93\pm0.08$	$0.94\pm0.06$	$2.96\times 10^{-10}$	$3.64\pm0.17$	$0.76\pm0.10$	$1.33\pm0.07$	$1.25\times 10^{-10}$	$1.52\pm0.04$
C	BXA	3.62	$0.90\pm0.06$	$0.95\pm0.05$	$2.69\times 10^{-10}$	$2.75\pm0.15$	$0.75 \pm 0.07$	$0.43\pm0.09$	$1.41\times 10^{-10}$	$2.95\pm0.44$

TABLE 4.8 – Paramètres ajustés du modèle  $\mathcal{SB}_{r_{c_1},\beta_1}^{r_{c_2},\beta_2}(\theta_r)$  pour les trois amas du système PLCK G214.6+37.0.

On remarque que, bien que les valeurs du  $\chi_r^2$  soient systématiquement plus faibles que pour le cas  $\beta$  (indiquant un meilleur ajustement entre modèle et données), elles restent encore élevées. Encore une fois, cela peut être dû aux très faibles erreurs sur les estimations des brillances de surface. Néanmoins, l'ajustement du modèle  $\mathcal{SB}_{r_{c_1},\beta_1}^{r_{c_2},\beta_2}(\theta_r)$  permet d'obtenir un excellent accord entre les deux sets d'estimations Cash et BXA pour les amas A et B.

La valeur de la densité d'électrons au centre de l'amas  $n_{e,0} = (\sum_{i=1}^{2} n_{e0,i}^2)^{\frac{1}{2}}$  est calculée de manière similaire au cas du profil- $\beta$  simple (voir équations 4.24, 4.25 et 4.26). Pour les deux sets d'estimations de brillance de surface (Cash et BXA), on remarque que la quantité  $n_{e,0}$  ajustée est 10% plus faible que dans le cas du profil  $\beta$  mais reste conforme aux valeurs typiques pour des amas de galaxies. Le plateau de densité du profil- $\beta\beta$ , pour les amas B et C, est deux fois plus étendue que dans le cas  $\beta$  simple ( $\theta_{c_1} \sim 2\theta_c$ ). Pour les trois amas, le profil- $\beta\beta$  exhibe une pente plus douce à grande distance du centre. On observe sur la figure 4.11 que ce profil permet de mieux rendre compte de l'aplatissement observé pour  $\theta \ge \theta_{\text{amas},s}$  pour les amas A et B. On note qu'un comportement similaire est observé pour plusieurs groupes de galaxies dans l'étude de LOVISARI et al. (2015) consistant en l'ajustement du profil- $\beta\beta$  sur un échantillon de groupes de galaxies (voir Annexe C). Pour l'amas C les deux ajustements restent incompatibles à plus de  $2\sigma$ . Je conserverai donc systématiquement les profils issus des deux sets d'estimation des brillances de surface.



FIGURE 4.11 – Profils de densité décrits par le modèle  $\beta\beta$ . Les lignes de couleur représentent les profils paramétrés des valeurs de meilleur ajustement et les zones colorées illustrent les zones de confiance à  $1\sigma$ . Les croix noires sont les données. Les lignes discontinues représentent les deux composantes du profil- $\beta\beta$ . De haut en bas : amas A, B et C. De gauche à droite : Cash et BXA.

Ce profil- $\beta\beta$  a également été ajusté sur les points de données tels que  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ . Ainsi, le calcul des quantités dérivées de ce profil nous imposera d'extrapoler ce dernier pour  $\theta \geq \theta_{amas,s}$ . Pour la suite de l'analyse je conserverai les deux profils de densité pour les trois amas afin d'explorer l'impact de ces derniers sur les caractéristiques physiques.

#### 4.3.1.3 Discussion

Comment fidèlement modéliser la distribution de densité de gaz? D'une part, l'ajustement du profil- $\beta$  conduit à une estimation des paramètres en accord avec les valeurs observées pour des amas de galaxies. Cependant les ajustements de ce modèle aux brillances de surfaces estimées par la statistiques Cash et l'inférence bayésienne produisent, pour chaque amas, deux profils incompatibles. D'autre part, l'ajustement du profil- $\beta\beta$ , conduit également à une estimation des paramètres en accord avec les valeurs observées pour des amas de galaxies. Le profil- $\beta\beta$  présente une qualité d'ajustement supérieure bien que les valeurs du  $\chi^2_r$  soient toujours élevées. Pour les amas A et B, les profils déduits des brillances Cash et BXA sont en accord en eux tandis que
ces derniers sont incompatibles pour l'amas C.

À partir des valeurs des densité centrales d'électrons  $n_{e,0}$ , j'ai calculé les valeurs des densités centrales de gaz  $n_{g,0} = \mu_e n_{e,0}$  en prenant  $\mu_e = 1.17$ , correspondant à une abondance en métaux  $\mathcal{A} = 0.3$  en accord avec les valeurs estimées de l'abondance pour les trois amas présentées dans la section 4.2.2. La table 4.9 résume l'ensemble de ces valeurs pour chaque amas et pour chaque profil de densité.

Amag	Données	$n_{g,0}~(10^{-3}{ m cm}^{-3})$			
Aillas	Donnees	β	$\beta\beta$	Planck	
٨	Cash	$9.87 \pm 0.18$	$9.20\pm0.42$	70	
A	BXA	$9.35\pm0.23$	$8.72\pm0.85$	10	
P	Cash	$4.29\pm0.27$	$3.95\pm0.20$	9	
Б	BXA	$4.06\pm0.21$	$3.89\pm0.26$	2	
C	Cash	$4.76\pm0.14$	$4.62\pm0.20$	9	
C	BXA	$4.45\pm0.19$	$4.72\pm0.50$	2	

TABLE 4.9 – Valeurs des densités centrales de gaz  $n_{g,0}$  déduites des ajustements des profils  $\beta$  et  $\beta\beta$  sur les brillances de surface estimées par la statistique Cash et l'inférence bayésienne. Les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b) sont également présentées.

Les valeurs des densités centrales de gaz  $n_{g,0}$  sont, pour chaque amas et pour les deux profils considérés, compatibles entre elles à  $2\sigma$ . L'étude de ces amas dans PLANCK COLLABORATION (2013b) a déterminé une densité centrale de gaz pour l'amas A  $n_{\rm g,0} = 7 \times 10^{-2} {
m cm}^{-3}$  environ sept fois plus grande que les valeurs que j'obtiens et  $n_{g,0} = 2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  pour les amas B et C environ deux fois inférieure à celles que j'ai obtenues pour ces mêmes amas. Contrairement à PLANCK COLLABORATION (2013b), j'ai mesuré une densité centrale pour l'amas C différente de celle de l'amas B ce qui peut être expliqué par la réduction des données plus sévère que j'ai appliquée. Néanmoins, le résultat présenté dans PLANCK COLLABORATION (2013b) est étonnant. La figure 3 de leur étude montre les profils de brillance de surface et, bien que la forme des ces derniers soit semblable aux profils que j'obtiens moi-même pour B et C, celle-ci est fortement différente pour A. En effet le profil de brillance de surface de l'amas A ne semble pas s'aplatir au centre contrairement à mon résultat. La différence d'un facteur environ sept dans la densité centrale du gaz peut donc être comprise si le profil ajusté dans PLANCK COLLABORATION (2013b) ne s'aplatit que très proche du centre de l'amas ( $r_c \approx 10^{-2}$ ). Une autre différence entre l'étude de PLANCK COLLABORATION (2013b) et mon analyse est l'échantillonnage à petit rayon qui est plus fin que celui que j'ai choisi. Ceci peut entraîner, dans mon analyse, un lissage de la partie centrale de l'amas A. Notons encore que j'ai fait le choix de mener une analyse spectrale des amas du système. Les profils de brillance présentés par PLANCK COLLABORATION (2013b) quant-à-eux sont obtenus directement sur les images du nombre de photons X.

Dans la suite, pour chaque amas, je conserverai les deux paramétrisations et toutes les caractéristiques du gaz seront calculées pour chacun de ces deux profils. En effet, j'ai signalé que pour  $\theta \ge \theta_{amas,s}$ , le profil était extrapolé afin d'atteindre l'étendue caractéristique  $r_{500}$  des amas. Il sera important de noter quelles différences le choix du profil de densité engendrera sur les caractéristiques du gaz déduites.

## 4.3.2 Profil de température du gaz

Comme préalablement discuté dans le chapitre 2, dans l'hypothèse de symétrie sphérique de l'émission X d'un amas de galaxies, le profil radial de la température intervient dans l'expression de la masse hydrostatique de ce dernier ainsi que dans le calcul de l'étendue des amas (voir section 4.3.3.2). Ce sont deux grandeurs particulièrement importantes pour caractériser les amas de galaxies dont les valeurs dépendent de la nature isotherme ou non du gaz. Dans la suite, je m'attellerai à tester l'hypothèse d'isothermalité du gaz intra-amas en me basant sur les températures estimées dans les dix-sept zones d'analyse définies en section 4.2.4.

Pour cette analyse, je me suis inspiré de l'étude de LOVISARI *et al.* (2015) qui explorent le profil de température d'un échantillon de groupe de galaxies. Ils montrent que ce profil peut être modélisé par l'équation 2.22 (proposée par DURRET *et al.* 2005) et/ou l'équation 2.24 (proposée par GASTALDELLO, BUOTE *et al.* 2007). Néanmoins, ce dernier modèle comporte sept paramètres et le petit nombre de points de mesure fiables de la température ( $\approx 8-10$ ) que j'estime en section 4.2.4 ne permet pas de l'ajuster raisonnablement. Je me concentre donc, dans la suite, sur le profil 2.22 dont j'ai généralisé l'expression selon

$$T(r) = T_0 + 2T_0 \frac{\left(\frac{r}{r_t}\right)^{\alpha}}{1 + \left(\frac{r}{r_t}\right)^2}$$
(4.30)

où  $T_0$  est la température au cœur de l'amas en keV et  $r_t$  un rayon caractéristique de l'amas. Le paramètre  $\alpha$  que j'ai introduit contrôle les pentes du profil.



FIGURE 4.12 – Profils de température ajustés à une distribution uniforme (pointillés) et au profil 4.30 (solide). Les croix de couleur représentent les données ajustées et les croix noires les données écartées. Les profils de meilleur ajustement sont représentés par des lignes discontinues colorées et les zones colorées illustrent les zones de confiance à  $1\sigma$ . De haut en bas : amas A, B et C. De gauche à droite : Cash et BXA.

J'ai ajusté ce profil aux données présentées dans la section 4.2. J'ai aussi ajusté un profil uniforme afin de déterminer si l'hypothèse d'isothermalité est statistiquement acceptable. Les paramètres de meilleur ajustement sont présentés dans la table 4.10.

		Isotherme		Non-Isotherme				
Amas	Ajustement	$T_0$	$\chi^2_r$	$T_0$	$r_t$	$\alpha$	$\chi^2_r$	
		keV		keV	arcmin			
٨	Cash	$3.39\pm0.01$	0.68	$1.74\pm0.08$	$0.81\pm0.43$	$0.57\pm0.24$	0.82	
A	BXA	$3.44\pm0.01$	0.81	$1.75\pm0.08$	$0.86 \pm 0.54$	$0.55\pm0.24$	0.83	
P	Cash	$3.74\pm0.05$	0.66	$2.15\pm0.05$	$0.33\pm0.09$	$1.23\pm0.42$	0.76	
Б	BXA	$4.14\pm0.03$	0.45	$2.31\pm0.02$	$0.39\pm0.12$	$1.00\pm0.42$	0.78	
a	Cash	$5.45\pm0.01$	0.15	$2.67\pm0.21$	$1.23\pm0.33$	$0.55\pm0.35$	0.62	
U	BXA	$5.65\pm0.02$	0.32	$2.52\pm0.46$	$1.15\pm0.39$	$0.27\pm0.12$	1.10	

TABLE 4.10 - Paramètres ajustés de la distribution uniforme et du profil 4.30 pour les trois amas du système PLCK G214.6+37.0.

On remarque que pour les trois amas du système PLCK G214.6+37.0, dans le cas d'un gaz isotherme, les paramètres ajustés du profil de température pour les deux ensembles de points de mesure des températures (Cash et BXA) sont incompatibles. On note également que les valeurs des  $\chi_r^2$  pour ces ajustements sont faibles, voire très faibles, ce qui suggère que l'hypothèse d'isothermalité n'est pas préférée par les données et donc ne peut pas être confirmée. On remarque aussi que pour les trois amas, les ajustements du profil radial défini par l'équation 4.30 sur les températures estimées par la statistique Cash et par l'inférence bayésienne sont compatibles. De plus, les ajustements du profil non-isotherme présentent une meilleure qualité ( $\chi_r^2$  plus proche de 1). Néanmoins, ce résultat ne permet pas d'affirmer que ce profil particulier est la meilleure représentation de la distribution des températures. Il indique et confirme juste que l'hypothèse isotherme n'est pas démontrée étant donnée la qualité des données. On note que l'amas B présente une température significativement plus faible au centre que dans ses régions externes. Ce comportement est moins marqué pour les amas A et C. Il est néanmoins important de garder à l'esprit que le profil 4.30 peut artificiellement induire un comportement typique des amas dit « cool-core » en présentant une température au centre,  $T_0$ , inférieure au reste de l'amas de galaxies.

Dans la suite de cette analyse, les deux hypothèses, isotherme et non-isotherme, sur la distribution de la température seront considérées afin d'étudier l'impact de l'hypothèse d'isothermalité sur le calcul des propriétés physiques des trois amas du système PLCK G214.6+37.0.

# 4.3.3 Pression du gaz intra-amas

Le profil de pression du gaz intra-amas,  $\mathcal{P}(r)$ , est donné par

$$\mathcal{P}(r) = T(r) \times n_e(r), \tag{4.31}$$

où T(r) et  $n_e(r)$  sont les distributions de température (en keV) et de densité (en cm<sup>-3</sup>) d'électrons.

### 4.3.3.1 Les profils de pression

La figure 4.13 illustre les profils de pression ainsi calculés pour les amas de galaxies du système triple PLCK G214.6+37.0 (croix noires), et les zones de confiance à  $1\sigma$  sont déterminées par méthode Monte Carlo.



FIGURE 4.13 – Profils de pression des amas A (haut, violet), B (milieu, bleu) et C (bas, vert). Les points de données sont représentés par les croix noires. Les différents profils de pression dérivés à partir des deux distributions de densité  $\beta$  et  $\beta\beta$  pour les cas isotherme et non-isotherme sont représentés par des lignes colorées aux couleurs des amas. La zone grise indique les ouvertures angulaires  $\theta$  pour lesquelles  $SB_{amas} \leq SB_{astro}$ . Les lignes verticales marron sont les valeurs de  $r_{500}$ pour chaque amas. À titre de comparaison (voir texte), je montre aussi en magenta le profile de meilleur ajustement du profil universel de pression déterminé dans ARNAUD *et al.* (2010) et remit à l'échelle avec les étendues  $r_{500}$  et les masses totales  $M_{500}$  de chaque amas

Pour  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ , on remarque que tous les profils de pression dans l'hypothèse isotherme ( $\beta + T_X$  et  $\beta\beta + T_X$ ) rendent compte des données pour les trois amas à l'exception d;un point de données issu de l'inférence bayésienne pour l'amas C qui présente un écart par rapport au modèle. Pour  $\theta \geq \theta_{amas,s}$ , seuls les profils de pression de l'amas C sont compatibles avec les mesures Cash et BXA. Les profils de meilleur ajustement basés sur l'hypothèse non-isotherme montrent une pression au cœur des amas plus faible que dans le cas isotherme. Cette différence est engendrée par les températures des cœurs des amas qui, dans le cas non-isotherme, sont estimées très basses et qui suggèrent que les amas du système sont des objets à cœur froid (« cool-core »). Cependant, en raison des erreurs sur l'ajustement des profils de densité et de température, cette décroissante n'est pas flagrante et ne peut pas être confirmée.



(a) Profils de pression des amas de l'échantillon REXCESS. Les profils bleus représentent la population d'amas cool-core, les rouges représentent les amas dit perturbés morphologiquement. Les profils noirs indiquent des amas qui ne sont ni cool-core ni perturbés morphologiquement tandis que les profils verts désignent les amas qui sont à la fois cool-core et perturbés morphologiquement.



(b) Meilleur ajustement du profil de pression universel (ligne verte) défini par les équations 2.26 et 2.29. Lignes noires : profils de pression des amas REXCESS. Zone jaune : dispersion autour du profil simulé moyen.

FIGURE 4.14 – Profils de pression des amas de l'échantillon REXCESS (gauche) et meilleur ajustement du profil de pression. Crédits : ARNAUD *et al.* (2010)

Il est intéressant de discuter les profils de pression des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 par rapport au profil universel (voir section 2.2.3) ainsi qu'aux profils des amas de l'échantillon REXCESS de ARNAUD *et al.* (2010) et dont on reproduit ici la figure principale. La figure 4.14a montre l'ensemble des profils de pression des amas REXCESS sur lequels le profil universel a été ajusté. Le profil moyen est représenté par la ligne continue, gris clair, et sa dispersion à  $1\sigma$  par la zone en gris foncé. Quatre types spécifiques d'amas ont été identifiés par ARNAUD *et al.* (2010) et leurs formes peuvent être comparées au profil universel (voir figure 4.14b).

- i les amas « cool-core » (type I). La température au cœur de ces amas est plus basse à cause des processus radiatifs en jeu. On observe également pour ces amas une densité centrale plus piquée que la moyenne. Ces amas présentent une pression supérieure au profil GNFW à petit rayon. La pression de ces amas n'atteint pas de plateau.
- ii les amas morphologiquement perturbés (type II). Ces amas découlent très probablement de sousstructures ayant fusionné et le gaz contenu dans ces derniers est animé de mouvements à grande échelle. Ces amas présentent une pression inférieure au profil GNFW à petit rayon. On remarque également que les profils de pression pour ces amas atteignent un plateau pour des rayons plus grands ( $\sim 0.4 r_{500}$ )
- iii les amas « cool-core » et morphologiquement perturbés (type III).
- iv les amas qui ne sont ni « cool-core » ni morphologiquement perturbés (type IV).

Dans notre cas, on observe donc ,sur la figure 4.13, que l'amas A est très semblable au meilleur ajustement du profil universel et il est compatible avec les profils de pression des amas de type III et IV (les profils noir et vert de la figure 4.14a). En ce qui concerne les profils de pression des amas B et C, on remarque qu'ils montrent un plateau qui s'étend jusqu'à  $\theta \sim 0.35 \theta_{500}$  ainsi qu'une pression du gaz dans la partie centrale inférieure à celle du profil universel. Les profils de pression des amas B et C sont donc semblables à ceux des amas de type II décris comme morphologiquement perturbés. On peut conclure que le gaz de amas A ne se trouve pas dans le même état dynamique que celui des amas B et C. Dans la section 4.5, j'explorerai plus en détail les caractéristiques des amas « cool-core » et des amas « non cool-core ».

### 4.3.3.2 Pression totale des amas

Un proxy de la masse de gaz des amas, par analogie avec la quantité  $\mathcal{Y}_{SZ}$  (voir chapitre 3), est défini par A. V. KRAVTSOV, VIKHLININ *et al.* (2006) comme la quantité

$$Y_{\mathbf{X}}(r_{\Delta}) = \int_0^{r_{\Delta}} T(r)\rho_g(r)d^3r.$$
(4.32)

Il permet de calculer le signal tSZ équivalent, i.e. la pression totale, pour chaque amas déduit des observations en X. Par ailleurs, on définit la masse totale  $M_{\Delta=500}$  contenue dans une sphère de rayon  $r_{500}$  (que je nommerai étendue de l'amas) en fonction de la densité critique de l'Univers  $\rho_c(z)$  au redshift de l'amas par

$$M_{\Delta=500} = \frac{4\pi}{3} 500 \rho_c(z) \ r_{\Delta=500}^3.$$
(4.33)

Afin de déterminer l'étendue d'un amas, il suffit donc de connaître la relation entre le proxy de masse  $Y_{X}$  et la masse totale d'un amas contenue dans une sphère de rayon  $r_{500}$ . Les travaux de ARNAUD *et al.* (2010) présentent une relation d'échelle  $Y_X - M_{\Delta=500}$  ajustée sur l'échantillon REXCESS d'amas de galaxies observés par XMM-Newton. Cette relation s'écrit

$$M_{\Delta=500} = \frac{10^{14.567 \pm 0.010}}{h^{2/5}} \left( \frac{Y_{\mathbf{X}}(r_{\Delta=500})}{2 \ 10^{14} h_{70}^{-5/2} M_{\odot} \text{keV}} \right)^{0.561 \pm 0.018} h_{70}^{-1} M_{\odot}.$$
(4.34)

Ainsi, on peut réduire les équations 4.32, 4.33 et 4.34 à

$$\begin{cases}
\frac{r_{500}^{3/b}}{\mathcal{F}_{T,n_e}(r_{500})} = \left(\frac{3 \times 10^a M_{\odot}}{4\pi 500 \rho_c(z) h_{70} h^{2/5}}\right)^{\frac{1}{b}} \left(\frac{4\pi \mu m_p}{2 \times 10^{14} h_{70}^{-5/2} M_{\odot} \text{keV}}\right)$$
(4.35)

$$\int \mathcal{F}_{T,n_e}(r_{500}) = \int_0^{r_{500}} T(r) n_e(r) r^2 dr$$
(4.36)

La résolution de ce système d'équations dépend du choix des distributions de densité et de température. Ainsi quatre cas, et autant de résultats pour la valeur de  $r_{500}$ , sont à considérer : profil- $\beta + T_X$ , profil- $\beta + T_X(r)$ , profil- $\beta\beta + T_X$  et profil- $\beta\beta + T_X(r)$ . La table 4.11 résume l'ensemble valeurs des étendues pour chaque cas et pour les trois amas du système.

Amas	Données	$\beta + T_X$	$\beta + T_X(r)$	$\beta\beta + T_X$	$\beta\beta + T_X(r)$	Planck
A	Cash	$818.7 \pm 11.1$	$779 \pm 33.2$	$819.1\pm33.3$	$790.5\pm41.3$	$784 \pm 10$
	BXA	$814.0\pm11.0$	$778.6 \pm 33.2$	$824.4\pm51.3$	$792.4 \pm 54.2$	104 ± 15
В	Cash	$791.1\pm31.0$	$778.5\pm61.6$	$784.8\pm26.0$	$784.5\pm57.2$	$820 \pm 40$
	BXA	$809.5\pm20.7$	$778.6 \pm 42.8$	$807.7\pm29.3$	$784.0\pm47.1$	020 ± 40
С	Cash	$957.5 \pm 17.1$	$928.9 \pm 32.0$	$963.1\pm75.5$	$935.0\pm68.9$	$864 \pm 33$
	BXA	$955.9 \pm 18.2$	$891.4\pm57.6$	$945.2\pm37.2$	$891.9\pm56.1$	$304 \pm 33$

**r**500 (kpc)

TABLE 4.11 – Valeurs des étendues  $r_{500}$ , en kpc des amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chacune des distributions de densité et de température considérées dans cette étude.

Les étendues des amas sont en accord à  $1\sigma$  pour chaque distribution de densité et de température considérée. De plus, on remarque que, pour chaque cas présenté, les valeurs déduites de  $r_{500}$  sont en très bon accord entre les ensembles de données produites pas la statistique Cash et l'inférence bayésienne BXA. Une différence est notable dans le cas de l'amas C qui est directement reliée aux différences plus marquées des profils de densité et de température entre les deux méthodes d'estimation pour cet amas (voir figures 4.10, 4.11 et 4.12).

Ensuite, on remarque un biais lié à l'hypothèse d'isothermalité. En effet, la valeur de  $r_{500}$  est directement dépendante des profils de densité et de température qui sont extrapolés au-delà de la valeur seuil  $\theta_{s,amas}$ . Dans l'hypothèse d'un gaz isotherme, les valeurs moyennées sur les profils de densité et sur les ensembles de données sont  $\langle r_{500} \rangle_{\rm I}^{\rm I} = 819.1 \pm 26.7 \ {\rm kpc}, \ \langle r_{500} \rangle_{\rm I}^{\rm I} = 798.3 \pm 26.8 \ {\rm kpc}$  et  $\langle r_{500} \rangle_{\rm I}^{\rm C} = 930.4 \pm 37.0 \ {\rm kpc}$ . En considérant que la température des amas suit le profil 4.30, je trouve  $\langle r_{500} \rangle_{\rm NI}^{\rm A} = 785.1 \pm 40.5 \ {\rm kpc}, \ \langle r_{500} \rangle_{\rm NI}^{\rm B} = 781. \pm 52.2 \ {\rm kpc}$  et  $\langle r_{500} \rangle_{\rm NI}^{\rm C} = 911.8 \pm 53.7 \ {\rm kpc}$ . On constate que l'extrapolation du profil uniforme induit une étendue des amas supérieure à celle estimée dans le cas non isotherme. Toutefois, les valeurs moyennes restent en accord entre elles.

Enfin, les valeurs que je calcule pour les amas A et B sont en très bon accord avec les valeurs présentées précédemment dans PLANCK COLLABORATION (2013b). Cependant, pour l'amas C, les valeurs ne sont pas en accord, et je calcule un  $r_{500}$  supérieur d'environ 10%.

La connaissance de l'étendue des amas est essentielle pour calculer des quantités intégrées au sein du volume caractéristique  $V_{\Delta=500}$  (voir équation ??). Les travaux de PLANCK COLLABORATION (2013b) présentent une valeur du proxy de masse  $Y_{X,\Delta=500}$  (voir équation 4.32) pour les trois amas du système triple à l'étude dans ce manuscrit. J'ai calculé cette quantité pour chaque amas et chaque distribution de densité et de température présentées dans les sections 4.3.1 et 4.3.2. La table 4.12 résume ces dernières ainsi que les valeur présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b).

- x,7500 (- 0							
Amas	Données	$\beta + T_X$	$\beta + T_X(r)$	$\beta\beta + T_X$	$\beta\beta + T_X(r)$	Planck	
A	Cash	$0.99 \pm 0.1$	$0.81\pm0.16$	$1.18\pm0.18$	$0.96\pm0.21$	$0.96 \pm 0.11$	
	BXA	$1.08\pm0.05$	$0.88\pm0.17$	$1.18\pm0.28$	$0.99\pm0.30$	0.50 ± 0.11	
В	Cash	$0.85\pm0.14$	$0.86 \pm 0.27$	$0.92\pm0.12$	$0.92\pm0.29$	$1.2 \pm 0.3$	
	BXA	$1.05\pm0.10$	$0.91\pm0.20$	$1.09\pm0.14$	$0.92\pm0.21$	$1.2 \pm 0.3$	
С	Cash	$1.8\pm0.12$	$1.53\pm0.21$	$2.81\pm0.80$	$2.41\pm0.80$	$1.6 \pm 0.3$	
	BXA	$2.53\pm0.18$	$1.82\pm0.45$	$2.52\pm0.39$	$1.86\pm0.53$	1.0 ± 0.0	

 $Y_{X,r_{500}}$  (10<sup>14</sup> keV. $M_{\odot}$ )

TABLE 4.12 – Valeurs des  $Y_{X,r_{500}}$  des amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque distribution de densité et de température considérée dans cette étude.

En premier lieu, pour les amas A et B, les valeurs de  $Y_{X,r_{500}}$  pour chaque cas considéré et pour chaque méthode d'ajustement sont en accord à  $1\sigma$  à l'exception du cas  $\beta + T_X$  pour l'amas C qui exhibe un désaccord sur la valeur calculée de  $Y_{X,r_{500}}$  entre les deux méthodes d'ajustement Cash et BXA.

J'ai déterminé les moyennes des  $Y_{\mathbf{X},r_{500}}$  pour les distribution  $\beta$  et  $\beta\beta$  de la densité :  $\langle Y_{\mathbf{X},r_{500}}\rangle_{\beta}^{\mathbf{A}} = (0.94 \pm 0.12) \times 10^{14} \text{ keV}.M_{\odot}, \langle Y_{\mathbf{X},r_{500}}\rangle_{\beta}^{\mathbf{B}} = (0.92 \pm 0.18) \times 10^{14} \text{ keV}.M_{\odot}$  et  $\langle Y_{\mathbf{X},r_{500}}\rangle_{\beta}^{\mathbf{C}} = (1.92 \pm 0.24) \times 10^{14} \text{ keV}.M_{\odot}$ . Pour le cas non isotherme, j'ai trouvé  $\langle Y_{\mathbf{X},r_{500}}\rangle_{\beta\beta}^{\mathbf{A}} = (1.08 \pm 0.24) \times 10^{14} \text{ keV}.M_{\odot}, \langle Y_{\mathbf{X},r_{500}}\rangle_{\beta\beta}^{\mathbf{B}} = (0.96 \pm 0.19) \times 10^{14} \text{ keV}.M_{\odot}$  et  $\langle Y_{\mathbf{X},r_{500}}\rangle_{\beta\beta}^{\mathbf{C}} = (2.40 \pm 0.63) \times 10^{14} \text{ keV}.M_{\odot}$ . Pour les amas A et B, les valeurs moyennes pour les distributions de densité  $\beta$  et  $\beta\beta$  sont très semblables. Cependant, pour l'amas C bien que ces valeurs moyennes soient en accord, on remarque un écart important entre les valeurs centrales, mettant en avant l'impact du choix du profil de densité dans le calcul des propriété du gaz intra-amas.

J'ai ensuite calculé les valeurs moyennes des cas isotherme et non-isotherme. J'ai obtenu, pour le cas isotherme,  $\langle Y_{\mathbf{X},r_{500}} \rangle_{\mathbf{I}}^{\mathbf{I}} = (1.11\pm0.15) \times 10^{14} \text{ keV}. M_{\odot}, \langle Y_{\mathbf{X},r_{500}} \rangle_{\mathbf{I}}^{\mathbf{B}} = (0.98\pm0.13) \times 10^{14} \text{ keV}. M_{\odot} \text{ et } \langle Y_{\mathbf{X},r_{500}} \rangle_{\mathbf{I}}^{\mathbf{C}} = (2.42\pm0.37) \times 10^{14} \text{ keV}. M_{\odot}$ . Pour le cas non-isotherme, j'ai trouvé  $\langle Y_{\mathbf{X},r_{500}} \rangle_{\mathbf{NI}}^{\mathbf{A}} = (0.91\pm0.21) \times 10^{14} \text{ keV}. M_{\odot}, \langle Y_{\mathbf{X},r_{500}} \rangle_{\mathbf{NI}}^{\mathbf{C}} = (1.91\pm0.50) \times 10^{14} \text{ keV}. M_{\odot}$ . On observe donc que les valeurs du cas non-isotherme sont plus faibles que celles du cas isotherme mais elles restent en accord entre elles à  $1\sigma$  près. Ce résultat souligne que le choix de la distribution de la température a une conséquences sur le calcul de ce proxy de masse. Par extension il aura un impact sur la détermination de la masse des amas

(voir section 4.4.1). En effet, l'isothermalité du gaz est souvent supposée, or dans la section 4.3.2, j'ai montré que, bien que le cas isotherme soit compatible avec les données, le profil 2.22 est statistiquement préféré pour les trois amas du système PLCK G214.6+37.0. Ainsi l'hypothèse isotherme peut mener à une surestimation du proxy de masse.

Les valeurs de  $Y_{X,r_{500}}$  présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b) sont en accord avec celles que j'ai déterminées pour les amas A et B. Cependant pour l'amas C, dans la majorité des cas, les résultats sont seulement compatibles à  $2\sigma$ . Les valeurs que j'obtiens sont plus élevées, ce qui fait à nouveau écho à la densité plus élevée que j'ai présentée dans la section 4.3.1.

A partir du proxy de masse  $Y_{X}(r)$ , il est possible d'estimer le signal tSZ équivalent pour chaque amas en calculant :

$$\frac{\mu m_p}{\mathcal{D}_A(z)^{-2}} \ \mathcal{Y}_{\mathsf{XSZ}}(r) = \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \ Y_{\mathsf{X}}(r)$$
(4.37)

avec  $\sigma_T$  la section efficace de Thomson,  $m_p$  et  $m_e$  les masses du proton et de l'électron, c la vitesse de la lumière et  $\mathcal{D}_A(z)$  la distance de diamètre angulaire de l'amas situé au redshift z. Le signal  $\mathcal{Y}_{SZ}$  mesuré par *Planck* en appliquant l'algorithme MMF3 sur les cartes de HFI est estimé dans le volume  $V_{5r_{500}}$ . PLANCK COLLABORATION (2014c) ont déterminé que  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  est relié à  $\mathcal{Y}_{XSZ,r_{500}}$  par

$$\mathcal{Y}_{\text{XSZ},5r_{500}} = 1.79 \times \mathcal{Y}_{\text{XSZ},500},$$
 (4.38)

permettant ainsi la comparaison entre le signal total de la structure  $\mathcal{Y}_{SZ,5_r,500}$  et le signal tSZ déduit des données X  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$ . Ainsi, j'ai calculé les valeurs du signal tSZ  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  déduites des données X et je résume ces dernières dans la table 4.13

Amas	Données	$\beta + T_X$	$\beta + T_X(r)$	$\beta\beta + T_X$	$\beta\beta + T_X(r)$		
A	Cash	$1.93\pm0.20$	$1.58\pm0.32$	$2.31\pm0.34$	$1.90\pm0.41$		
	BXA	$2.11\pm0.11$	$1.75\pm0.32$	$2.31\pm0.52$	$1.93\pm0.61$		
В	Cash	$1.68\pm0.29$	$1.68\pm0.52$	$1.81\pm0.23$	$1.83\pm0.59$		
	BXA	$2.04\pm0.20$	$1.79\pm0.41$	$2.13\pm0.27$	$1.83\pm0.59$		
С	Cash	$3.52\pm0.25$	$2.99\pm0.41$	$5.51 \pm 1.63$	$4.63 \pm 1.50$		
	BXA	$4.96\pm0.36$	$3.54\pm0.89$	$4.94\pm0.77$	$3.61 \pm 1.01$		

 $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  (10<sup>-4</sup> arcmin<sup>2</sup>)

TABLE 4.13 – Valeurs des  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  des amas du système PLCK G214.6+37.0 pour les distributions de densité et de température considérées dans cette étude.

L'ensemble des remarques et observations sur les valeurs du proxy de masse  $Y_{X,r_{500}}$  est applicable aux valeurs de  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$ . En effet on voit clairement que les équations 4.37 et 4.38 décrivent une relation linéaire entre ces deux dernières quantités. Pour les amas A et B, les valeurs de  $Y_{XSZ,5r_{500}}$  pour chaque cas considéré et pour chaque méthode d'ajustement sont en accord à  $1\sigma$  à l'exception du cas  $\beta + T_X$  pour l'amas C qui exhibe un désaccord sur la valeur calculée de  $Y_{XSZ,5r_{500}}$  entre les deux méthodes d'ajustement Cash et BXA.

On remarque également que le choix du profil de densité n'a pas un grand impact sur la mesure de  $Y_{XSZ,5r_{500}}$ pour les amas A et B mais il se répercute sur les valeurs  $Y_{XSZ,5r_{500}}$  pour l'amas C.

On observe donc que les valeurs du cas non-isotherme sont plus faibles que celles du cas isotherme, mais elles restent en accord entre elle à  $1\sigma$  près. Ce résultat souligne que le choix de la distribution de la température a un impact sur le calcul de la pression du gaz intra-amas au sein du système PLCK G214.6+37.0.

Ces valeurs du signal tSZ, déduites des données X, seront utilisées dans la section 4.6.2 pour estimer la contribution des amas à la pression de l'ensemble du système.

# 4.4 Fraction de gaz et biais hydrostatique

Dans cette section, je présente dans un premier temps le calcul des masses totales  $M_{tot,500}$  des amas du système PLCK G214.6+37.0, des masses de gaz  $M_{g,500}$  ainsi que des masses hydrostatiques  $M_{HE,500}$ . J'expose les calculs de fraction de gaz totale  $f_{g,\Delta}^{tot}$  et de fraction de gaz hydrostatique  $f_{g,\Delta}^{HE}$ . Je conclus cette section en introduisant le biais hydrostatique b et je compare mes résultats sur les amas du système PLCK G214.6+37.0 avec les résultats de la littérature.

### 4.4.1 Calcul des masses

## 4.4.1.1 Masse totale $M_{tot,500}$

Connaissant la densité critique  $\rho_c(z)$  aux redshifts des amas du système et en utilisant les paramètres cosmologiques publiés par PLANCK COLLABORATION (2016c), j'ai calculé la masse totale  $M_{tot,\Delta=500}$  de ces derniers (voir équation 4.33). Cette masse contient donc par définition l'ensemble de la matière contenue dans l'amas. Ainsi

$$M_{\text{tot},500} = M_{\text{DM},500} + M_{\text{g},500} + M_{\text{gal},\star,500}$$
(4.39)

avec  $M_{\text{DM},500}$ ,  $M_{\text{g},500}$  et  $M_{\text{gal},\star,500}$  les contributions de la matière noire, du gaz intra-amas et de la matière contenue au sein des galaxies et des étoiles, respectivement. J'ai calculé les valeurs des masses totales contenues au sein de la sphère de rayon  $r_{500}$  pour chaque amas. La table 4.14 résume ces dernières pour chaque distribution de densité et de température considérée.

Amas	Ajustement	$\beta + T_X$	$\beta + T_X(r)$	$\beta\beta + T_X$	$\beta\beta + T_X(r)$	Planck	LIEU <i>et al.</i> (2016)
A	Cash	$2.39\pm0.10$	$2.08\pm0.27$	$2.42\pm0.29$	$2.17\pm0.36$	$2.22 \pm 0.16$ $2.26 \pm 0.62$	
	BXA	$2.35 \pm 0.10$	$2.07\pm0.27$	$2.46\pm0.45$	$2.22\pm0.47$	$2.22 \pm 0.10$	$2.50 \pm 0.05$
В	Cash	$2.16\pm0.25$	$2.09\pm0.47$	$2.10\pm0.20$	$2.15\pm0.49$	$25 \pm 0.4$	$4.31 \pm 0.72$
	BXA	$2.32\pm0.18$	$2.09\pm0.37$	$2.3\pm0.25$	$2.14\pm0.38$	$2.0 \pm 0.4$	$4.31 \pm 0.72$
С	Cash	$3.83 \pm 0.21$	$3.49\pm0.35$	$3.98\pm0.94$	$3.63\pm0.79$	$3.0 \pm 0.3$	$5.02 \pm 0.07$
	BXA	$3.81 \pm 0.21$	$3.13\pm0.60$	$3.71\pm0.43$	$3.13\pm0.59$	5.0 ± 0.5	5.02 ± 0.97

 $M_{tot,500} (10^{14} M_{\odot})$ 

TABLE 4.14 – Valeurs de la masse totale  $M_{tot,500}$  des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque distribution de température et de densité considérée dans cette étude. Les valeurs de PLANCK COLLABORATION (2013b) ainsi que celles calculées à l'aide de la loi d'échelle présenté par LIEU *et al.* (2016) sont également données.

Pour chaque profil de densité et de température considéré, les valeurs des masses totale dérivées de l'ensemble de données Cash sont en accord à  $1\sigma$  avec celles obtenues à partir de données BXA. De même, pour chaque amas, les masses totales sont en accord à  $1\sigma$  entre chaque paire de profils choisis. Aucun biais significatif sur les valeurs de la masse totale, entre les cas isotherme et non-isotherme, n'est observé. On remarque également que les valeurs que j'ai déterminées sont aussi en accord avec celles calculées par PLANCK COLLABORATION (2013b) au cours de leur analyse de ce système triple.

J'explore maintenant une méthode alternative pour estimer la masse des amas de galaxies. L'étude de LIEU et al. (2016) présente une relation d'échelle entre la température  $T_{X,300}$  du gaz mesurée dans une zone circulaire de rayon 300 kpc avec la masse totale de l'amas  $M_{WL,500}$  estimée grâce à l'effet de lentille gravitationnelle. Cette relation est donnée par

$$\frac{M_{\text{tot,500}}}{M_{\odot}} = \frac{10^{\text{a}}}{h_{70}\sqrt{\Omega_{\text{m}}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}}} \left(\frac{T_{300}}{\text{keV}}\right)^{\text{b}} \text{ avec } a = 13.56^{+0.16}_{-0.17} \text{ et } b = 1.78^{+0.37}_{-0.32}.$$
(4.40)

La figure 4.15 représente les 38 amas pour lesquels LIEU *et al.* (2016) ont effectué leur étude. Pour les redshifts des trois amas composant le système à l'étude dans ce manuscrit, un rayon de 300 kpc équivaut environ à une minute d'arc. Ainsi la température estimée dans la zone  $\bigcirc$  correspond à T<sub>X,300</sub>. On peut donc estimer des masses totales via la relation 4.40. Les valeurs sont reportées dans la table 4.14 et dans la figure 4.15.



FIGURE 4.15 – Relation masse-température pour 38 amas extraits du catalogue XXL pour lesquels des mesures de lentille gravitationnelle avec CFHTLenS sont disponibles. La ligne hachurée est l'ajustement de meilleure qualité de la loi 4.40 et la région grisée représente la zone de confiance à  $1\sigma$ . Les amas avec des limites supérieures de masse sont indiqués par des flèches et tracés avec une confiance de  $3\sigma$  (Crédits : LIEU *et al.* 2016). Les valeurs des masses pour les trois amas du système PLCK G214.6+37.0 sont reportées avec les couleurs correspondantes.

On voit donc que les trois amas du système s'inscrivent parfaitement au sein de la population sur laquelle cette relation d'échelle a été ajustée. On constate que la valeur de la masse totale  $M_{500}$  de l'amas A, déduite de la température  $T_{X,300}$  via la relation 4.40, est en accord à  $1\sigma$  près avec valeurs issues de la définition 4.33. Pour les amas B et C, les valeurs ne sont compatibles qu'à  $2\sigma$ . Ce résultat pourrait indiquer que les amas B et C ne suivent pas cette relation d'échelle.

### 4.4.1.2 Masse de gaz $M_{\rm g}(r)$

La masse de gaz contenu dans une sphère de rayon r est directement déduite de la distribution de densité de gaz considéré (voir équation 4.41) :

$$M_{\rm g}(r) = 4\pi \mu_e m_p \int_0^r n_e(r) r^2 \, dr$$
(4.41)

avec  $\mu_e$  la masse moléculaire moyenne des électrons et  $m_p$  la masse du proton. La table 4.15 regroupe l'ensemble des valeurs de la masse de gaz contenu au sein d'une sphère de volume  $V_{\Delta=500}$  calculées à partir des

profils  $\beta$  et  $\beta\beta$  ajustés sur les brillances de surface estimées par la statistique Cash et par inférence bayésienne (voir section 4.3.1). Les valeurs obtenues par PLANCK COLLABORATION (2013b) sont aussi reportées.

11/1g,500 (10 11/1)							
Amas	Ajustement	β	$\beta\beta$	Planck			
^	Cash	$3.39\pm0.10$	$3.45\pm0.54$	$26 \pm 0.1$			
A	BXA	$3.26\pm0.11$	$3.52\pm0.90$	$2.0 \pm 0.1$			
В	Cash	$2.56\pm0.42$	$2.43\pm0.28$	$28 \pm 0.2$			
	BXA	$2.63\pm0.25$	$2.58\pm0.34$	2.0 ± 0.2			
С	Cash	$4.89\pm0.27$	$5.20 \pm 1.61$	$30 \pm 0.2$			
	BXA	$4.65\pm0.32$	$4.42\pm0.74$	$5.0 \pm 0.2$			

 $M_{g,500} \ (10^{13} \ M_{\odot})$ 

TABLE 4.15 – Masse de gaz contenu dans la sphère de rayon  $r_{500}$  des amas A, B et C pour les distributions  $\beta$  et  $\beta\beta$  de densité de gaz ainsi que les valeurs obtenues par PLANCK COLLABORATION (2013b).

Dans un premier temps, on voit que pour chaque amas, les valeurs centrales des masses de gaz sont similaires pour les deux distributions de densité  $\beta$  et  $\beta\beta$ . On remarque également que les masses calculées à partir des estimations obtenues par Cash sont en accord à  $1\sigma$  pour tous les amas avec celles calculées avec la méthode BXA.

Dans un second temps, on observe que les masses de gaz de l'amas B sont légèrement plus petites que celle inférée dans l'étude de PLANCK COLLABORATION (2013b). Néanmoins cette dernière est en accord avec les masses que j'ai obtenues. Cela n'est pas le cas pour les amas A et C qui présentent des masses de gaz  $M_{g,500}$  incompatibles avec celles déterminées par PLANCK COLLABORATION (2013b). J'attribue cela aux différences de profils de densité, mises en évidence dans la section 4.3.1. Le profil que j'ai obtenu pour l'amas A est moins piqué au centre; de même pour l'amas C, la valeur de la densité centrale ainsi que l'étendue (voir section 4.3.3.2) sont sensiblement plus grandes dans mon analyse que dans celle de PLANCK COLLABORATION (2013b).

### 4.4.1.3 Masse hydrostatique $M_{\text{HE}}(r)$

En résolvant l'équation de l'équilibre hydrostatique (équation 2.3), en substituant les distributions de densité du gaz et de température définies dans la section 4.3.1 et 4.3.2, nous pouvons dériver analytiquement la masse totale de matière comprise dans une sphère de rayon *r*. Dans cette section je calcule la masse hydrostatique des amas du système PLCK G214.6+37.0 en fonction des différentes distributions de température et de densité considérées dans mon étude.

Le cas isotherme : Dans l'hypothèse d'un gaz intra-amas isotherme, la masse hydrostatique  $M_{\rm HE}(r)$  s'écrit

$$M_{\rm HE}(r) = -\frac{T_{\rm X}r}{\mu m_p G} \frac{d\ln \rho_{\rm g}}{d\ln r},\tag{4.42}$$

avec  $T_{X}$  la température du gaz intra-amas (en keV),  $\rho_{g}$  le densité volumique de gaz et G la constante gravitationnelle. J'ai donc calculé cette masse hydrostatique pour les deux profils de densité définis dans la section 4.3.1.

Dans le cas où la densité de gaz suit un profil- $\beta$ , les erreurs sont très faibles et la masse hydrostatique calculée à partir des données Cash, pour chaque amas, n'est pas compatible avec celle calculée à partir des données BXA. Les masses BXA étant supérieures à celles calculées par Cash, il conviendra de garder à l'esprit cette différence lors des interprétations physiques des quantités dérivées à partir de la masse hydrostatique.

Dans le cas où la densité de gaz suit un profil- $\beta\beta$ , les masses hydrostatiques calculées à partir de Cash et BXA, pour chaque amas, sont compatibles entre elles à  $1\sigma$ . Néanmoins, dans ce cas on remarque pour l'amas C que les valeurs centrales présentent une forte dispersion. Ce résultat est directement dû aux différences

Expression Analytique (profil  $\beta$ ) :

$$M_{\rm HE}^{\beta,T_{\rm X}}(r) = \frac{T_{\rm X}}{\mu m_p G} \ \frac{3\beta r^3}{r^2 + r_c^2}.$$
 (4.43)

Valeurs Numériques :

$oldsymbol{M}_{ extsf{HE}, oldsymbol{500}}^{oldsymbol{eta}, oldsymbol{T_X}}\left(10^{14} M_{\odot} ight)$								
	A	В	С					
Cash	$1.90\pm0.03$	$1.92\pm0.11$	$3.06\pm0.06$					
BXA	$2.10\pm0.03$	$2.39\pm0.08$	$3.59\pm0.09$					

Expression Analytique (profil  $\beta\beta$ ) :

$$M_{\rm HE}^{\beta\beta,T_{\rm X}}(r) = \frac{3T_{\rm X}}{\mu m_p G} \frac{r^3}{\rho(r)^2} \times \left[ \frac{\beta_1 \rho_{0,1}^2}{r_{c_1}^2} \left( 1 + \left(\frac{r}{r_{c_1}}\right)^2 \right)^{-1-3\beta_1} + \frac{\beta_2 \rho_{0,2}^2}{r_{c_2}^2} \left( 1 + \left(\frac{r}{r_{c_2}}\right)^2 \right)^{-1-3\beta_2} \right].$$
(4.44)

Valeurs Numériques :

$oldsymbol{M}_{ extsf{HE}, oldsymbol{500}}^{oldsymbol{eta}}(T_{ extsf{X}})$ $(10^{14} M_{\odot})$								
	A	В	С					
Cash	$1.52\pm0.22$	$1.12\pm0.28$	$3.48\pm0.46$					
BXA	$1.48\pm0.35$	$1.4\pm0.32$	$4.63\pm0.33$					

préalablement notées des meilleurs ajustement du profil- $\beta\beta$  (voir section 4.3.1). De plus, on constate que les valeurs des masses hydrostatiques  $M_{\rm HE,500}^{\beta,T_{\chi}}$  et  $M_{\rm HE,500}^{\beta\beta,T_{\chi}}$ , pour chaque amas et chaque ensemble de données, sont incompatibles; notamment  $M_{\rm HE,500}^{\beta,T_{\chi}} \ge M_{\rm HE,500}^{\beta\beta,T_{\chi}}$  pour les amas A et B, l'opposé pour l'amas C. Favoriser un profil de densité par rapport à l'autre peut introduire un biais. J'ai donc conservé les résultats issus des deux profils de densité afin de considérer l'ensemble des possibilités lors de l'interprétation.

**Le cas non-isotherme** : Dans le cas où le gaz intra-amas est non-isotherme et la température suit un profil radial  $T_{X}(r)$ , la masse hydrostatique  $M_{\text{HE}}(r)$  s'exprime par

$$M_{\rm HE}(r) = -\frac{T_{\rm X}(r)r}{\mu m_p G} \left[ \frac{d\ln\rho_{\rm g}(r)}{d\ln r} + \frac{d\ln T_{\rm X}(r)}{d\ln r} \right],\tag{4.45}$$

où  $\rho_g(r)$  et  $T_{\mathbf{X}}(r)$  représentent les distribution de densité de matière et de température, respectivement. J'ai calculé analytiquement la masse hydrostatique pour les deux profils de densité définis dans la section 4.3.1 dans l'hypothèse où la température suivait le profil 4.30.

Expression Analytique (profil  $\beta$ ) :

$$M_{\rm HE}^{\beta, T_{\rm X}(r)}(r) = M_{\rm HE}^{\beta, T_{\rm X}}(r) + \frac{T_0}{\mu m_p G} \times \frac{2r r_t^2 \left((-2+\alpha) r^2 + \alpha r_t^2\right)}{\left(r^2 + r_t^2\right)^2}$$
(4.46)

Valeurs Numériques :

$m{M}_{ extsf{HE}, m{500}}^{m{eta}, T_{m{X}}(m{r})} \; (10^{14} M_{\odot})$								
	A	В	С					
Cash	$1.33\pm0.24$	$1.72\pm0.58$	$2.28\pm0.35$					
BXA	$1.48\pm0.30$	$1.89\pm0.53$	$2.16\pm0.35$					

Expression Analytique (profil  $\beta\beta$ ) :

$$M_{\rm HE}^{\beta\beta,T_{\rm X}(r)}(r) = M_{\rm HE}^{\beta\beta,T_{\rm X}}(r) + \frac{T_0}{\mu m_p G} \times \frac{2rr_t^2 \left((-2+\alpha)r^2 + \alpha r_t^2\right)}{\left(r^2 + r_t^2\right)^2}$$
(4.47)

Valeurs Numériques :

$M^{m{eta}m{eta},m{h}_{1 extsf{x}}(r)}_{ extsf{HE},m{500}} (10^{14} M_{\odot})$								
	А	В	С					
Cash	$0.95\pm0.21$	$1.03\pm0.49$	$2.23\pm0.59$					
BXA	$0.93\pm0.30$	$1.06\pm0.42$	$2.32\pm0.53$					

Quelle que soit la forme du profil de densité ( $\beta$  ou  $\beta\beta$ ), les valeurs centrales des masses hydrostatiques calculées à partir des données Cash et BXA, pour chaque amas, sont semblables et les valeurs de  $M_{\text{HE},500}^{\beta,T_{\chi}(r)}$  sont compatibles entre elles, à  $1\sigma$  près. Cependant, on note que les valeurs des masses hydrostatiques  $M_{\text{HE},500}^{\beta,T_{\chi}(r)}$  et

 $M_{\text{HE},500}^{\beta\beta,T_{x}(r)}$ , pour chaque amas et chaque ensemble de données, sont incompatibles. Encore une fois, le choix de la modélisation de la densité de gaz est extrêmement important. On remarque aussi que  $M_{\text{HE},500}^{\beta,T_{x}(r)} \leq M_{\text{HE},500}^{\beta\beta,T_{x}(r)}$  pour l'amas C et inversement pour les amas A et B.

**Discussion** : La figure 4.16 représente, pour chaque amas, les profils des masses hydrostatiques définies par les équations 4.43, 4.44, 4.46 et 4.47.

Tout d'abord, la forme des profils de masse calculés à partir des profil- $\beta$  de la densité sont très semblables quelle que soit l'hypothèse émise sur la température du gaz (isotherme ou non). Cependant, on remarque que la masse hydrostatique calculée à partir des profils- $\beta\beta$ , pour des petites ouvertures angulaires, est plus grande dans le cas d'un gaz non-isotherme.

Les formulations analytiques des masses hydrostatiques indiquent que l'hypothèse d'isothermalité du gaz intraamas se répercute fortement sur le calcul des masses. On constate, sur la figure 4.16, que les valeurs des masses hydrostatiques dans l'hypothèse d'isothermalité  $(M_{\text{HE},500}^{\beta,T_{\chi}})$  et  $M_{\text{HE},500}^{\beta\beta,T_{\chi}})$  sont systématiquement plus élevées que celles pour lesquelles on considère que la température suit un profil radial  $(M_{\text{HE},500}^{\beta,T_{\chi}(r)})$  et  $M_{\text{HE},500}^{\beta\beta,T_{\chi}(r)})$ .



FIGURE 4.16 – Haut : Profils des masses hydrostatiques, sous l'hypothèse d'isothermalité, définies par les équations 4.43 et 4.44 pour les deux ensembles de données Cash et BXA. Bas : Profils des masses hydrostatiques définies par les équations 4.46 et 4.47 pour les deux ensembles de données Cash et BXA.

Dans cette section, j'ai testé l'influence des différents profils de densité et de température sur la masse hydrostatique. La détermination de cette dernière nous permettra dans les sections 4.4.2 4.4.3 d'explorer la fraction de gaz  $f_g$  et le biais hydrostatique b qui nous renseignent sur la composition des amas de galaxies ainsi que sur les processus qui les gouvernent.

# 4.4.2 Fractions de gaz

La fraction de gaz d'un amas est généralement définie comme le rapport de sa masse de gaz à sa masse totale. Une valeur universelle de cette fraction de gaz a été calculée (ECKERT, GHIRARDINI *et al.* 2019) pour

une population d'amas de masse  $M_{tot,500} > 2 \times 10^{14} M_{\odot}$  à des redshift z < 0.1.

Alors que le milieu intra-amas est connu pour contenir la grande majorité des baryons dans les amas de galaxies, une fraction des baryons est enfermée dans les étoiles. Le contenu stellaire des amas de galaxies a été largement étudié dans la littérature (e.g. GONZALEZ, ZARITSKY *et al.* 2007 ; GIODINI *et al.* 2009 ; ANDREON 2010 ; GONZALEZ, SIVANANDAM *et al.* 2013 ; LAGANÁ *et al.* 2013 ; CHIU *et al.* 2018) et la fraction stellaire peut donc être réglée sur la valeur observée. ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) ont fixé  $f_* = 0.015 \pm 0.005$  comme un compromis acceptable entre les différentes études menées sur le sujet (voir leur figure 3).

Ensuite, les simulations numériques prédisent une déplétion baryonique au sein des amas de galaxies (The Three Hundred Project simulations (The300), CHIU *et al.* 2018). Le facteur de déplétion  $Y_b(r)$  représente la fraction des baryons par rapport à la fraction de baryon cosmologique qui est enfermée dans un rayon donné. ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) ont utilisé les amas issus de la simulation The300 dont les masses sont comprises dans l'intervalle  $[3 \times 10^{14}, 1.2 \times 10^{15}] M_{\odot}$  (qui correspondent aux masses des amas de l'échantillon XCOP, ETTORI *et al.* 2019) afin de déterminer ce facteur (voir figure 2 de leur article). Ils ont trouvé  $Y_b(r_{500}) = 0.932^{+0.034}_{-0.035}$ .

La fraction de gaz universelle au sein des amas peut être exprimée en fonction du facteur de déplétion et de la fraction stellaire selon

$$f_{g,univ} = Y_{b}(r)\frac{\Omega_{b}}{\Omega_{m}} - f_{\star}$$
(4.48)

avec  $\Omega_{\rm b}/\Omega_{\rm m} = 0.156 \pm 0.003$  la fraction de baryon cosmologique calculée par PLANCK COLLABORATION (2016b) à partir du spectre du fond diffus cosmologique. ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) ont donc déduit de l'équation 4.48 la fraction de gaz  $f_{\rm g,univ} = 0.131 \pm 0.009$  pour des amas de masses comparables aux amas XCOP.

Dans les sections 4.4.1.1 et 4.4.1.3, j'ai calculé la masse totale  $M_{\text{tot},\Delta}$  des trois amas de galaxies du système PLCK G214.6+37.0 ainsi que leurs masses hydrostatiques  $M_{\text{HE},\Delta}$ . Il est alors possible de définir deux fractions de gaz : la fraction de gaz totale  $f_{g,\Delta}^{\text{tot}}$  et la fraction de gaz hydrostatique  $f_{g,\Delta}^{\text{HE}}$ .

# 4.4.2.1 Fraction de gaz totale $f_{g,\Delta}^{tot}$

La fraction de gaz totale  $f_{g,\Delta}^{tot}$  d'un amas de galaxies est définie comme le rapport de la masse de gaz  $M_{g,\Delta}$ à la masse totale  $M_{tot,\Delta}$ . Elle s'écrit comme suit :

$$f_{g,\Delta} = \frac{M_{g,\Delta}}{M_{tot,\Delta}} \pm \left(\frac{M_{g,\Delta}}{M_{tot,\Delta}^2} \delta M_{tot,\Delta} + \frac{1}{M_{tot,\Delta}} \delta M_{g,\Delta}\right).$$
(4.49)

J'ai calculé la fraction de gaz totale pour chaque amas et pour chaque profil de densité et de température ajusté sur les ensemble de données Cash et BXA. Les résultats sont présentés dans la table 4.16.

Pour chaque amas, les valeurs des fractions de gaz totales calculées à partir des ensembles de données Cash et BXA sont en accord à  $1\sigma$  près entre elles pour chaque distribution de température et de densité considérée. Toutefois, on remarque que le cas isotherme présente des valeurs plus faibles en moyenne que le cas non-isotherme. En effet, les valeurs moyennes de cette fraction de gaz dans le cas isotherme sont  $\langle f_{g,500}^{tot} \rangle_{\rm I}^{\rm A} = 0.141 \pm 0.031$ ,  $\langle f_{g,500}^{tot} \rangle_{\rm I}^{\rm B} = 0.115 \pm 0.026$  et  $\langle f_{g,500}^{tot} \rangle_{\rm I}^{\rm C} = 0.139 \pm 0.043$ , tandis que sous l'hypothèse non isotherme je trouve  $\langle f_{g,500}^{tot} \rangle_{\rm NI}^{\rm A} = 0.157 \pm 0.035$ ,  $\langle f_{g,500}^{tot} \rangle_{\rm NI}^{\rm B} = 0.123 \pm 0.032$  et  $\langle f_{g,500}^{tot} \rangle_{\rm NI}^{\rm C} = 0.125 \pm 0.024$ . On remarque que l'hypothèse d'isothermalité entraîne un biais sur les fractions de gaz en la minimisant.

J'ai également calculé les valeurs de la fraction de gaz totale à partir des masses présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b). Bien que les valeurs centrales pour les amas A et C présentent une dispersion de 21% et 24% respectivement, les fractions de gaz que j'ai obtenues sont en accord à  $1\sigma$  près avec celles déduites de *Planck*. Pour l'amas B, les fractions de gaz totales sont en parfait accord.

Les trois amas du système PLCK G214.6+37.0 que j'étudie ici ont des masses similaires à celle des amas de l'échantillon XCOP mais sont plus lointains (0.45 < z < 0.50). Néanmoins, la variation du facteur de déplétion

				0,			
Amas	Ajustement	$\beta + T_{\rm X}$	$\beta\beta+T_{\mathbf{X}}$	$\beta + T_{\mathbf{X}}(r)$	$\beta\beta + T_{\mathbf{X}}(r)$	Planck	$f_{g,univ}$
Δ.	Cash	$0.142\pm0.010$	$0.143 \pm 0.039$	$0.165 \pm 0.013$	$0.144 \pm 0.041$	$0.117 \pm 0.013$	
A	BXA	$0.139 \pm 0.011$	$0.143 \pm 0.063$	$0.157 \pm 0.027$	$0.162\pm0.060$	$0.117 \pm 0.015$	
в	Cash	$0.119 \pm 0.033$	$0.116 \pm 0.024$	$0.124\pm0.034$	$0.116 \pm 0.024$	$0.112 \pm 0.026$	$0.131 \pm 0.009$
	BXA	$0.113 \pm 0.020$	$0.112 \pm 0.027$	$0.128 \pm 0.032$	$0.122 \pm 0.038$	$0.112 \pm 0.020$	0.151 ± 0.005
С	Cash	$0.128 \pm 0.014$	$0.131 \pm 0.031$	$0.140 \pm 0.015$	$0.128 \pm 0.070$	$0.100 \pm 0.017$	
	BXA	$0.122\pm0.015$	$0.119 \pm 0.034$	$0.148 \pm 0.037$	$0.141 \pm 0.050$	0.100 ± 0.017	

 $f_{\pi 500}^{tot}$ 

TABLE 4.16 – Fraction de gaz totale  $f_{g,500}^{tot}$  des amas A, B et C du système PLCK G214.6+37.0 pour les distributions  $\beta$  et  $\beta\beta$  de densité de gaz. Les valeurs de la fraction de gaz totale *Planck* sont calculées à partir des valeurs de masses présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b).

entre z = 0.1 et z = 0.5 est de l'ordre de 5% selon l'étude menée dans ZHENG *et al.* (2019). Ainsi la valeur universelle de la fraction de gaz déterminée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) reste une valeur de référence pertinente à comparer aux fractions de gaz individuelles des trois amas du système PLCK G214.6+37.0. La table 4.16 résume l'ensemble des valeurs de  $f_g$  inférées des calculs de la masse de gaz (section 4.4.1.2) et de la masse totale (section 4.4.1.1). Les fractions de gaz des trois amas du système sont en accord avec la fraction de gaz universelle déterminée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019).

# 4.4.2.2 Fraction de gaz hydrostatique $f_{g,\Delta}^{HE}$

On peut également définir la fraction de gaz hydrostatique  $f_{g,\Delta}^{\text{HE}}$  d'un amas de galaxies :

$$f_{\mathbf{g},\Delta} = \frac{M_{\mathbf{g},\Delta}}{M_{\mathrm{HE},\Delta}} \pm \left(\frac{M_{\mathbf{g},\Delta}}{M_{\mathrm{HE},\Delta}^2} \delta M_{\mathrm{HE},\Delta} + \frac{1}{M_{\mathrm{HE},\Delta}} \delta M_{\mathbf{g},\Delta}\right),\tag{4.50}$$

avec  $M_{\rm g,\Delta}$  la masse de gaz et  $M_{\rm HE,\Delta}$  la masse totale. Les expressions analytiques des masses de gaz  $M_{\rm g}(r)$ et des masses hydrostatiques  $M_{\rm HE}(r)$  nous permettent de calculer les profils radiaux de la fraction de gaz hydrostatique des trois amas du système PLCK G214.6+37.0. Ces profils sont présentés en figure 4.17. On remarque que la distribution radiale de la fraction de gaz hydrostatique présente, pour chaque amas, des caractéristiques similaires. En effet, elle croît du cœur à la périphérie des amas. Dans le cas isotherme, on voit que les profils de la fraction de gaz hydrostatique dérivés à partir du profil- $\beta$  sont très similaires à ceux dérivés à partir des profil- $\beta\beta$ . Dans le cas non isotherme, on observe par contre une différence importante, à faible ouverture angulaire, vis-à-vis du choix de la distribution de la densité de gaz. En effet, la fraction de gaz hydrostatique est systématiquement supérieure pour un profil de densité  $\beta$ .

La fraction de gaz hydrostatique est un indicateur de la contribution d'émission non thermique à l'émission X. De récentes simulations (PLANELLES *et al.* 2014; LE BRUN *et al.* 2014; SEMBOLINI, YEPES *et al.* 2016; SEMBOLINI, ELAHI *et al.* 2016) confirment que la fraction de gaz des amas massifs dépend fortement de la physique baryonique adoptée (refroidissement, formation d'étoiles, rétroaction des supernovae et noyaux galactiques actifs). Ainsi, la fraction de gaz hydrostatique des amas les plus massifs peut être utilisée pour tester la validité de l'hypothèse d'équilibre hydrostatique et estimer la fraction de pression non thermique (GHIRARDINI, ETTORI, ECKERT *et al.* 2018).



FIGURE 4.17 - Haut: Profils des fractions de gaz hydrostatiques, pour un gaz intra-amas isotherme, pour les deux ensembles de données Cash et BXA. *Bas*: Profils des fractions de gaz hydrostatiques, pour un gaz intra-amas non-isotherme, pour les deux ensembles de données Cash et BXA.

Pour comparer mes résultats à ceux de la littérature, exprimés dans un rayon  $r_{500}$ , j'ai calculé la valeur de la fraction de gaz contenue dans un volume  $V_{r=500}$  pour chaque amas et pour chaque distribution de densité et de température (voir table 4.17). Pour chaque amas, les valeurs des fractions de gaz hydrostatiques calculées à partir des ensembles de données Cash et BXA sont en accord à  $1\sigma$  près entre elles. On remarque cependant que les valeurs centrales présentent une forte dispersion entre les différentes distributions de densité et de température considérées. Toutefois, les valeurs moyennées sur les ensembles de données sont en accord à  $1\sigma$  près entre les quatre cas considérés.

$f_{ m g,500}^{ m HE}$							
Amas	Ajustement	$\beta + T_{\rm X}$	$\beta\beta+T_{\mathbf{X}}$	$\beta + T_{\mathbf{X}}(r)$	$\beta\beta + T_{\mathbf{X}}(r)$	$f_{\tt g,univ}$	
A	Cash	$0.179 \pm 0.008$	$0.230 \pm 0.071$	$0.256 \pm 0.013$	$0.230 \pm 0.071$		
	BXA	$0.155\pm0.007$	$0.236 \pm 0.022$	$0.222\pm0.051$	$0.281 \pm 0.061$		
В	Cash	$0.136 \pm 0.029$	$0.214 \pm 0.076$	$0.147 \pm 0.032$	$0.214 \pm 0.076$	$0.013 \pm 0.000$	
	BXA	$0.110\pm0.014$	$0.182\pm0.069$	$0.144 \pm 0.056$	$0.238 \pm 0.131$	$0.013 \pm 0.003$	
С	Cash	$0.160\pm0.012$	$0.146 \pm 0.067$	$0.214 \pm 0.017$	$0.146 \pm 0.067$		
	BXA	$0.130\pm0.012$	$0.094 \pm 0.022$	$0.219 \pm 0.067$	$0.190 \pm 0.074$		

TABLE 4.17 – Fraction de gaz hydrostatique,  $f_{\rm g,500}^{\rm HE}$ , des amas A, B et C du système PLCK G214.6+37.0 pour les distributions de densité de gaz  $\beta$  et  $\beta\beta$ .



FIGURE 4.18 – Comparaison des valeurs de la fraction gaz  $f_{g,500}^{HE}$  des amas du système PLCK G214.6+37.0 avec celles des amas XCOP (ECKERT, GHIRARDINI *et al.* 2019). Les carrés noirs représentent les fractions de gaz des amas X-COP et la zone ombragée rouge représente la fraction de gaz universelle estimée dans leur étude. La zone grise illustre la fraction de baryons de (PLANCK COLLABORATION 2016b).

Pour étudier l'impact de l'hypothèse d'isothermalité sur la fraction de gaz hydrostatique, j'ai calculé cette dernière pour chaque amas dans les deux hypothèses. Dans l'hypothèse d'isothermalité, je trouve  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm I}^{\rm A} = 0.200 \pm 0.024$ ,  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm I}^{\rm B} = 0.161 \pm 0.047$  et  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm I}^{\rm C} = 0.133 \pm 0.028$  tandis que dans l'hypothèse non isotherme, je détermine  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm NI}^{\rm A} = 0.222 \pm 0.040$ ,  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm NI}^{\rm B} = 0.186 \pm 0.074$  et  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm NI}^{\rm C} = 0.192 \pm 0.056$ . On remarque à nouveau que l'hypothèse d'isothermalité a un impact conséquent sur les propriétés physiques du gaz intra-amas déduites. En effet, les valeurs moyennes de fraction de gaz hydrostatiques, pour chaque amas, sont systématiquement plus faibles dans la cas isotherme. De même, pour inspecter l'impact du choix du profil de densité sur les valeurs de ces fraction, j'ai calculé les valeurs moyennes sur les profils  $\beta$  et  $\beta\beta$  pour chaque amas. J'ai ainsi trouvé  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm B} = 0.212 \pm 0.088$  pour l'amas B et  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm C} = 0.181 \pm 0.027$  et  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm C} = 0.144 \pm 0.058$  pour l'amas C. On observe ici que les fractions de gaz hydrostatiques sont plus élevées, pour les amas A et B, en considérant une distribution  $\beta$ . On remarque finalement que les valeurs moyennes pour les amas  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm B}$  et  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm B}$  sont relativement proches de la fraction baryonique cosmique tandis que les fractions de gaz hydrostatiques de l'amas A sont significativement plus élevées.

La figure 4.18 montre la fraction de gaz  $f_{g,500}^{\text{HE}}$  en fonction de la masse hydrostatique des amas  $M_{\text{HE},500}$ des amas A, B, C et des amas X-COP. Bien que les trois amas à l'étude présentent des masses hydrostatiques plus faibles, à l'exception de l'amas C dans l'hypothèse d'isothermalité, que celles des amas X-COP, la valeur de la fraction de gaz universelle calculée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) reste pertinente pour des masses  $M_{500} \ge 10^{14} M_{\odot}$ . Tout d'abord, on observe sur la figure 4.18 la grande dispersion des valeurs des masses hydrostatiques des trois amas discutées dans la section 4.4.1.3. De plus, la figure illustre parfaitement la discussion sur les valeurs des fractions de gaz hydrostatiques établies plus haut. Ensuite, on observe que, pour une densité de gaz modélisée par un profil- $\beta$  et dans l'hypothèse d'isothermalité, les valeurs de  $f_{g,500}^{\text{HE}}$  pour les trois amas sont similaires aux valeurs de la population d'amas X-COP. Toujours pour un gaz isotherme, la valeur de la fraction de gaz hydrostatique de l'amas C, pour un profil- $\beta\beta$  de densité, est également similaire à cette population. Pour les autres cas, les valeurs des fractions de gaz hydrostatiques sont sensiblement supérieures à la valeurs de fraction de gaz universelle et à celles des amas de la population X-COP. Toutefois, ces valeurs restent en accord à  $1\sigma$  près avec celles des amas X-COP.

Finalement, on remarque que les valeurs de la fraction de gaz hydrostatique  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm amas}$  sont systématiquement plus élevées que celles des fractions de gaz totales  $\langle f_{g,500}^{\rm tot} \rangle_{\rm amas}$ . Ce résultat indique la présence d'un biais appelé « biais hydrostatique », entre les masses totales  $M_{\rm tot,\delta}$  et les masses hydrostatiques  $M_{\rm HE,\delta}$ , que je discute ci-après.

### 4.4.3 Le biais hydrostatique

La masse hydrostatique est définie en fonction des contributions à la masse totale intervenant dans l'équation 2.3 et sous certaines hypothèses sur l'état du gaz (voir section 2.1). Tout d'abord, on suppose que le gaz se trouve à l'équilibre hydrostatique, i.e. que la pression équilibre l'attraction gravitationnelle induite par la matière noire, les galaxies et étoiles individuelles et le gaz intra-amas. Une deuxième hypothèse, que j'ai faite dans cette analyse, est de considérer l'absence de processus non-thermiques. Toutes ces hypothèses peuvent induire un biais b que l'on nomme « biais hydrostatique ».

Ce biais b peut être défini comme suit :

$$1 - b = \frac{M_{\text{HE},500}}{M_{\text{tot},500}} \tag{4.51}$$

Amas	Ajustement	$\beta + T_X$	$\beta + T_X(r)$	$\beta\beta + T_X$	$\beta\beta + T_X(r)$
A	Cash	$0.795 \pm 0.046$	$0.636 \pm 0.194$	$0.631 \pm 0.167$	$0.436 \pm 0.164$
	BXA	$0.894 \pm 0.051$	$0.715 \pm 0.235$	$0.603 \pm 0.256$	$0.423 \pm 0.225$
В	Cash	$0.880 \pm 0.152$	$0.815 \pm 0.460$	$0.531 \pm 0.180$	$0.479 \pm 0.326$
	BXA	$1.030\pm0.119$	$0.904 \pm 0.409$	$0.609 \pm 0.217$	$0.500 \pm 0.283$
С	Cash	$0.799 \pm 0.057$	$0.651 \pm 0.167$	$0.881 \pm 0.315$	$0.621 \pm 0.304$
	BXA	$0.945 \pm 0.073$	$0.690 \pm 0.292$	$1.258\pm0.240$	$0.751 \pm 0.308$

(1-b)

TABLE 4.18 – Valeurs de (1 - b) des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque distribution de température et de densité considérée dans cette étude.

Les valeurs de ce biais pour les trois amas du système et pour chaque distribution de température et de densité considérée sont résumées dans la table 4.18. Les valeurs calculées à partir des données Cash sont en accord à  $1\sigma$  près avec celles calculées à partir des données BXA. L'ensemble de ces valeurs sont inférieures à 1 ce qui démontre qu'une contribution thermique seule à la pression totale du gaz ne permet pas de rendre compte des observations. Ce biais nous indique donc qu'une contribution non thermique est en jeu au sein des trois amas du système PLCK G214.6+37.0.

Afin d'étudier l'impact de l'hypothèse d'isothermalité sur le biais, j'ai calculé les valeurs moyennes de ce dernier pour les deux profils de température définis dans la section 2.2.2. J'obtiens  $\langle 1 - b \rangle_{I}^{A} = 0.731 \pm 0.130$  et  $\langle 1 - b \rangle_{NI}^{A} = 0.553 \pm 0.205$  pour l'amas A,  $\langle 1 - b \rangle_{I}^{B} = 0.675 \pm 0.370$  et  $\langle 1 - b \rangle_{NI}^{B} = 0.763 \pm 0.167$  pour l'amas B et  $\langle 1 - b \rangle_{I}^{C} = 0.971 \pm 0.171$  et  $\langle 1 - b \rangle_{NI}^{C} = 0.678 \pm 0.268$  pour l'amas C. Ces valeurs nous indiquent donc que l'hypothèse isotherme a un impact significatif sur notre compréhension des processus en jeu au sein des ces structures. En effet, si on considère que le gaz intra-amas est isotherme, on minimise systématiquement le biais et ainsi la contribution non-thermique à l'équilibre hydrostatique.

J'ai également calculé les biais moyens pour les deux profils de densité définis dans la section 4.3.1. J'ai trouvé  $\langle 1 - b \rangle_{\beta}^{\mathtt{A}} = 0.760 \pm 0.132$ ,  $\langle 1 - b \rangle_{\beta}^{\mathtt{B}} = 0.907 \pm 0.285$  et  $\langle 1 - b \rangle_{\beta}^{\mathtt{C}} = 0.771 \pm 0.147$  pour le profil- $\beta$ . Pour

le profil- $\beta\beta$ , j'ai calculé  $\langle 1 - b \rangle_{\beta\beta}^{A} = 0.523 \pm 0.203$ ,  $\langle 1 - b \rangle_{\beta\beta}^{B} = 0.530 \pm 0.252$  et  $\langle 1 - b \rangle_{\beta\beta}^{C} = 0.878 \pm 0.292$ . Ici encore on remarque que le choix du profil de densité a un fort impact sur la valeur du biais hydrostatique et donc altère la description de l'état dynamique des amas du système PLCK G214.6+37.0.

De nombreuses études basées sur des simulations numériques se sont intéressées au biais hydrostatiques. La figure 4.19, extraite de GIANFAGNA *et al.* (2020), résume les principaux résultats de la littérature. La ligne verticale en pointillé rouge et sa zone ombrée correspondent à la valeur et à l'erreur  $(1 - b) = 0.58 \pm 0.04$  nécessaires pour réconcilier les contraintes cosmologiques obtenues à partir des comptages d'amas par *Planck* et du spectre de puissance du CMB (PLANCK COLLABORATION 2014b; PLANCK COLLABORATION 2016e). Les trois différentes nuances de bleu indiquent la physique incluse dans chaque simulation. En bleu clair sont représentées les simulations incluant uniquement des processus physiques non radiatifs, en bleu les travaux qui ajoutent les processus de refroidissement, de formation d'étoiles et de rétroaction de supernovae. En bleu foncé sont indiquées les simulations comprenant les effets de rétroaction des trous noirs super-massifs. Sur cette figure, j'ai ajouté les valeurs des biais hydrostatiques moyennés (sur les ensembles de données Cash et BXA) des trois amas pour chaque distribution de densité et de température.

On remarque que les valeurs moyennes des biais hydrostatiques des trois amas, dans l'hypothèse isotherme, sont proches des valeurs obtenues par les différentes études présentées dans GIANFAGNA *et al.* (2020). Dans l'hypothèse non isotherme, ces valeurs sont plus faibles et, de façon intéressante, proches de la valeur nécessaire afin de réconcilier les contraintes cosmologiques établies par *Planck*. Toutefois, les biais hydrostatiques des trois amas calculés dans l'hypothèse isotherme sont en accord à  $1\sigma$  avec les biais calculés dans l'hypothèse non isotherme.



FIGURE 4.19 – Compilation des valeurs moyennes de (1-b) (rectangles blancs) et de leurs erreurs (barres bleues) issues de différentes simulations hydro-dynamiques (crédits : GIANFAGNA *et al.* (2020)). Les valeurs du biais hydrostatique des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 sont ajoutées à la figure pour chaque distribution de température et de densité considérée dans mon étude.



FIGURE 4.20 – Comparaison des valeurs de la fraction gaz corrigées du biais hydrostatique  $f_{g,500}^{HE} \times (1-b)$  des amas du système PLCK G214.6+37.0 avec celles des amas XCOP (ECKERT, GHIRARDINI *et al.* 2019). Les carrés noirs représentent les fractions de gaz des amas XCOP et la zone ombragée rouge représente la fraction de gaz universelle estimée dans leur étude. La zone grise illustre la fraction baryonique cosmique (PLANCK COLLABORATION 2016b).

J'ai ensuite re-calculé la fraction de gaz hydrostatique corrigée par le biais hydrostatique. La figure 4.20 présente ces dernières ainsi que la fraction baryonique cosmique et la fraction de gaz universelle déterminée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019). On remarque que pour les trois amas, l'ensemble des valeurs de la fraction de gaz hydrostatique corrigées sont en accord entre elles et compatibles à  $1\sigma$  avec la fraction de gaz universelle  $f_{g,univ}$ .

# 4.5 État dynamique du gaz

Les observations des amas avec les détecteurs EPIC de *XMM-Newton* nous donnent une vision statique du gaz intra-amas. Cependant, certaines grandeurs constituent des indices quant à la dynamique du gaz au sein de ces amas. Notre analyse des profils de pression (voire section 4.3.3) nous a indiqué que les amas de galaxies du système PCLK G214.6+37.0 ne sont pas dans le même état dynamique. En effet, il semble que l'amas A soit un amas relaxé, dit cool-core, tandis que les amas B et C semblent exhiber un comportement d'amas agité, dit non cool-core.

Dans cette section j'étudie deux autres grandeurs caractéristiques pouvant fournir des indices supplémentaires vis-à-vis de l'état dynamique des amas du système PLCK G214.6+37.0. Dans un premier temps, je m'intéresse aux abondances en métaux du gaz intra-amas et dans un second temps, je me focalise sur leur entropie.

# 4.5.1 Analyse de l'abondance du gaz intra-amas

L'abondance en métaux du gaz d'amas de galaxies à des redshift z supérieurs à 0.4 est difficile à mesurer avec précision. En effet, l'abondance en métaux est directement mesurée à partir de la densité spectrale de flux au travers des largeurs équivalentes (EW) définies dans l'équation 4.16. La précision de la mesure est donc directement liée à la résolution spectrale de l'instrument avec lequel on mesure le flux provenant des amas ainsi qu'au temps de pose, i.e. la durée de l'observation. De plus, l'émission X des amas n'occupant pas une grande fraction de la surface collectrice des détecteurs, il est également très difficile d'obtenir une distribution spatiale de cette abondance.

Tout d'abord, je souhaite comparer les valeurs que j'ai obtenues avec celles d'amas de galaxies précédemment étudiés. BALDI *et al.* (2012) ont mesuré l'abondance en métaux de 39 amas de galaxies, dont les redshifts sont compris dans l'intervalle [0.4, 1.4], observés avec le télescope *XMM-Newton*. La figure 4.21 reprend les valeurs de l'abondance en métaux de cet échantillon dans trois zones d'analyse correspondant aux zones  $(\circ)$ ,  $(\mathbf{x})$  et  $(\mathbf{z})$  que j'ai définies dans la table 4.1b.



FIGURE 4.21 – Abondances en métaux des trois amas de galaxie du système PLCK G214.6+37.0 et des 39 amas étudiés par BALDI *et al.* (2012) en fonction du redshift z. Les abondances sont mesurées dans trois zones :  $[0, 0.15]r_{500}$ ,  $[0.15, 0.4]r_{500}$  et  $> 0.4 r_{500}$ .

On remarque que les estimations des abondances, pour les trois amas de galaxies du système PLCK G214.6+37.0, sont en accord avec celles de l'échantillon d'amas présenté dans l'étude de BALDI *et al.* (2012) et les précisions sont similaires à celles mesurées par BALDI *et al.* (2012). Ce résultat est vérifié dans les trois zones d'études.

Dans la suite, je regarde si l'abondance des amas nous donne des indications sur l'état dynamique du gaz intra-amas. Pour cela, j'utilise un proxy, défini par LECCARDI *et al.* (2010) : la pseudo-entropie  $\sigma_{\odot/(3)}$ . Ce proxy est défini par

$$\sigma_{\textcircled{0}/\textcircled{1}} = \frac{T_{\textcircled{0}}}{T_{\textcircled{1}}} \times \left(\frac{\mathcal{SB}_{\textcircled{0}}}{\mathcal{SB}_{\textcircled{1}}}\right)^{-\frac{1}{3}},\tag{4.52}$$

avec  $T_{\textcircled{0},\textcircled{1}}$  et  $\mathcal{SB}_{\textcircled{0},\textcircled{1}}$  les températures et les brillances de surface mesurées dans les zones 0 et 1 que j'ai définies (voir table 4.1b). LECCARDI *et al.* (2010) ont étudié une population représentative de 59 amas chauds (kT > 3 keV) situés à un redshift  $z \in [0.03, 0.25]$ . Ils ont trouvé que les amas présentant une valeur élevée de la pseudo-entropie ( $\sigma_{\textcircled{0}/\textcircled{1}} > 0.64$ , valeur déterminée empiriquement afin de séparer les amas non cool-core et intermédiaires) sont en majorité des objets non relaxés ayant fusionné récemment. Ils observent également que les amas pour lesquels la pseudo-entropie est plus faible,  $\sigma_{\textcircled{0}/\textcircled{1}} < 0.64$ , présentent une abondance en métaux plus élevée au cœur. J'ai calculé la pseudo-entropie des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 et j'obtiens  $\sigma^{\texttt{A}}_{\textcircled{0}/\textcircled{1}} = 0.55 \pm 0.08$ ,  $\sigma^{\texttt{B}}_{\textcircled{0}/\textcircled{1}} = 0.68 \pm 0.17$  et  $\sigma^{\texttt{C}}_{\textcircled{0}/\textcircled{1}} = 0.87 \pm 0.25$ . On remarque que l'amas C présente une pseudo-entropie élevée et peut être catégorisé, par cette dernière, comme un amas cool-core. L'amas B présente une pseudo-entropie à la limite entre les deux régimes et il est difficile de le catégoriser sur la base du critère de pseudo-entropie uniquement. La valeur de la pseudo-entropie de l'amas A est plus faible et on remarque également que ce dernier présente une abondance en métaux plus élevée au cœur que ce dernier présente une abondance en métaux plus élevée au cœur que les deux régimes et il est difficile de le catégoriser sur la base du critère de pseudo-entropie uniquement. La valeur de la pseudo-entropie de l'amas A est plus faible et on remarque également que ce dernier présente une abondance en métaux plus élevée au cœur que les deux autres amas du système. Ce comportement est typique des amas cool-core selon l'étude de LECCARDI *et al.* (2010).



FIGURE 4.22 – Abondances en métaux des trois amas de galaxie du système PLCK G214.6+37.0 ainsi que celles des amas étudiés par ETTORI, S. *et al.* (2015) en fonction du redshift z. Les abondances sont mesurées dans trois zones :  $[0, 0.15] r_{500}$ ,  $[0.15, 0.4] r_{500}$  et  $> 0.4r_{500}$ . Les profils de meilleur ajustement du modèle défini en équation 4.53 pour chaque zone sont représentés par des ligne pointillées.

ETTORI, S. *et al.* (2015) ont entrepris une étude similaire à celle de BALDI *et al.* (2012) sur un échantillon de 83 amas de galaxies en séparant leur échantillon, à partir du critère  $\sigma_{(0,1)}$ , en deux populations : les amas

cool-core tels que  $\sigma_{\odot/(3)} < 0.60$  et les amas non cool-core tels que  $\sigma_{\odot/(3)} > 0.60$ . Ils ont ajusté un profil d'abondance donné par l'expression

$$\mathcal{A}(r,z) = \mathcal{A}_0 \left( 1 + \left( \frac{r}{0.15 \ r_{500}} \right)^2 \right)^{-\beta} (1+z)^{-\gamma}, \tag{4.53}$$

sur les abondances moyennes par bande de redshift, pour chaque population et dans chaque zone d'analyse. La figure 4.22 illustre les abondances moyennes déterminées dans ETTORI, S. *et al.* (2015) ainsi que les meilleurs ajustements du profil d'abondance (équation 4.53). J'ai reporté sur cette figure les valeurs d'abondance des trois amas du système PCL G214.6+37.0 en utilisant les valeurs de pseudo-entropie afin de les catégoriser. On observe que les abondances en métaux mesurées pour l'amas A ne s'alignent pas sur les profils de meilleur ajustement déterminé par ETTORI, S. *et al.* (2015). Cependant les valeurs dans chaque zone d'analyse sont en accord à  $1\sigma$  avec les valeurs moyennes dans la bande de redshifts correspondante. On remarque également que les abondances des amas B et C,  $\mathcal{A}_{(0)}^{B,C} < \mathcal{A}_{(2)}^{B,C}$ , indiquent que le cœur de ces amas est moins riche que leur périphérie. Néanmoins, les valeurs  $\mathcal{A}_{(0)}^{B,C} < \mathcal{A}_{(2)}^{B,C}$  sont en accord à  $1\sigma$  avec les valeurs moyennes présentées par ETTORI, S. *et al.* (2015).

J'ai mesuré les abondances des trois amas de galaxies du système PLCK G214.6+37.0 dans les trois zones d'analyse o (~ [0,0.15]  $r_{500}$ ), i (~ [0.15,0.4]  $r_{500}$ ) et o (~> 0.4 $r_{500}$ ). Ces valeurs sont en très bon accord avec les abondances des amas étudiés par BALDI et al. (2012) et ETTORI, S. et al. (2015). Bien qu'il n'ait pas été possible de catégoriser ces amas comme cool-core ou non cool-core directement à partir abondances en métaux, le calcul de la pseudo-entropie  $\sigma_{\textcircled{o},\textcircled{i}}$  indique que les amas B et C pourraient être assimilés à des amas non cool-core alors que l'amas A serait un amas cool-core.

# 4.5.2 Calcul de l'entropie du gaz

Dans l'hypothèse où le gaz intra-amas respecte la loi des gaz parfaits et qu'il soit monoatomique, l'entropie du gaz  $\mathcal{K}$  est directement fonction des distributions de densité d'électrons et de température et s'exprime par

$$\mathcal{K}(r) = T(r) \times n_e(r)^{-2/3}.$$
 (4.54)

L'entropie augmente toujours lorsque de la chaleur est fournie (VOIT *et al.* 2005) et ainsi permet de suivre l'histoire thermique d'un amas. En présence de processus non radiatif uniquement, le gaz à faible entropie descendrait au centre de l'amas tandis que le gaz à haute entropie se dilaterait, résultant en un comportement auto-similaire de la distribution radiale qui suit une loi de puissance avec une pente caractéristique de 1.1 (e.g., TOZZI & NORMAN 2001). VOIT *et al.* (2005) ont définit un modèle simple de profil d'entropie contient un paramètre de pente ainsi qu'une normalisation :

$$\frac{\mathcal{K}(r)}{\mathcal{K}_{500}} = 1.42 \left(\frac{r}{r_{500}}\right)^{1.1} \tag{4.55}$$

$$\mathcal{K}_{500} = 103.4 \left(\frac{M_{500}}{10^{14} M_{\odot}}\right)^{2/3} E(z)^{-2/3} f_{\rm b}^{-2/3}.$$
(4.56)

Ils ont ajusté ce modèle à une population d'amas non radiatifs simulés à l'aide de deux techniques : « Smoothed Particle Hydrodynamics » (SPH) et « Adaptive Mesh Refinement » (AMR). Ils ont démontré que, pour cette population d'amas, cette solution auto-similaire est en excellent accord pour des rayons  $> 0.15 r_{500}$ . Des écarts par rapport à ce comportement ont été observés dans la région centrale des amas (PONMAN *et al.* 1999). Des simulations (e.g., VOIT *et al.* 2005; MCCARTHY *et al.* 2017) montrent que les processus de refroidissement et de chauffage non gravitationnels, tels que le refroidissement radiatif ou les rétroactions d'AGN, rompent l'auto-similarité dans la région interne des amas de galaxies. Ces écarts peuvent donc être interprétés comme un proxy des processus non thermiques en jeu au sein des amas de galaxies.

CAVAGNOLO *et al.* (2009) ont étudié les profils d'entropie de 239 amas de galaxies observés par *Chandra*. Dans leur modélisation du profil d'entropie, ils ont ajouté un terme constant tenant compte de l'action combinée des rétroactions du refroidissement et du chauffage qui affectent les régions centrales :

$$\mathcal{K}(r) = \mathcal{K}_0 + \mathcal{K}_{100 \,\mathrm{kpc}} \left(\frac{r}{100_{\,\mathrm{kpc}}}\right)^{\alpha} \tag{4.57}$$

avec  $\mathcal{K}_0$  l'entropie centrale et  $\mathcal{K}_{100 \,\text{kpc}}$  l'entropie à 100 kpc du cœur de l'amas. CAVAGNOLO *et al.* (2009) et MCDONALD *et al.* (2013) ont confirmé qu'un comportement radial de la distribution d'entropie en loi de puissance prend place aux grands rayons. De plus, ils ont montré que la distribution des valeurs de l'entropie centrale (paramètre  $\mathcal{K}_0$ ) des amas reflète la dichotomie entre les amas « cool-core » et « non cool-core », trouvant deux populations distinctes culminant à ~ 15 keV.cm<sup>2</sup> et ~ 150 keV.cm<sup>2</sup>. La figure 4.23 représente la distribution radiale de l'entropie d'un échantillon de 83 amas sélectionnés au sein du relevé SZ-SPT ainsi que les profils moyens déterminés par CAVAGNOLO *et al.* (2009) pour les deux populations d'amas (cool-core et non cool-core).



FIGURE 4.23 – Profils d'entropie radiale  $\mathcal{K}(r)$  des amas de l'échantillon sélectionnés du relevé SPT. Les courbes d'entropie moyennes de CAVAGNOLO *et al.* (2009) pour les amas cool-core (bleu) et non cool-core (rouge) sont représentées par des lignes pointillées épaisses, qui s'avèrent en bon accord qualitatif avec les amas les plus massifs à z élevé. Crédit : MCDONALD *et al.* (2013)

Ces résultats suggèrent que le profil d'entropie à grand rayon suit l'effondrement gravitationnel de l'amas (solution auto-similaire), tandis que le profil à petit rayon est régi par des processus physiques supplémentaires, très probablement un refroidissement du gaz baryonique.

A partir des distributions de température et de densité respectivement présentées dans les sections 4.3.2 et 4.3.1, j'ai calculé l'entropie centrale des trois amas du système PLCK G214.6+37.0, et la table 4.19 résume mes résultats.

On remarque immédiatement que la considération ou non d'une distribution non-uniforme des températures induit une grande différence d'estimation de la valeur de l'entropie centrale. Ainsi, j'ai déterminé l'entropie centrale moyenne des trois amas dans l'hypothèse isotherme, et je trouve  $\langle \mathcal{K}_{0,A} \rangle_{I} = 85.2 \pm 17.5 \text{ keV.cm}^2$ ,  $\langle \mathcal{K}_{0,B} \rangle_{I} = 171.9 \pm 24.1 \text{ keV.cm}^2$  et  $\langle \mathcal{K}_{0,C} \rangle_{I} = 216.7 \pm 24.1 \text{ keV.cm}^2$ . Bien qu'une séparation de la population des amas en cool-core et non cool-core sur la seule valeur de l'entropie centrale ne puisse pas être démontrée, dans l'hypothèse d'isothermalité, le résultat semble indiquer que les amas B et C sont des amas perturbés non cool-core. L'amas A présente quant à lui une entropie centrale qui ne donne pas d'indications spécifiques par rapport à l'état du cœur de ce dernier.

J'ai également calculé l'entropie centrale moyenne des amas A, B et C en considérant, cette fois, que le gaz intra-amas n'était pas isotherme. J'ai obtenu  $\langle \mathcal{K}_{0,A} \rangle_{\text{NI}} = 45.8 \pm 15.8 \text{ keV.cm}^2$ ,  $\langle \mathcal{K}_{0,B} \rangle_{\text{NI}} = 99.7 \pm 24.6 \text{ keV.cm}^2$  et  $\langle \mathcal{K}_{0,C} \rangle_{\text{NI}} = 106.1 \pm 26.2 \text{ keV.cm}^2$ . Dans cette hypothèse, on remarque que l'amas A peut être identifié comme

				·		
Amas	Ajustement	$\beta + T_X$	$\beta + T_X(r)$	$\beta\beta + T_X$	$\beta\beta + T_X(r)$	Planck
A	Cash	$81.8 \pm 15.2$	$44.3\pm11.4$	$85.8\pm24.2$	$45.9\pm22.3$	$13 \pm 2$
	BXA	$86.2 \pm 12.3$	$45.7\pm8.2$	$87.1 \pm 18.4$	$47.4\pm21.3$	
В	Cash	$157.1 \pm 18.3$	$93.1 \pm 16.3$	$166.2\pm28.4$	$97.5\pm32.3$	$142\pm10$
	BXA	$180.6\pm22.1$	$102.9 \pm 19.8$	$183.7\pm27.5$	$105.4\pm30.1$	
С	Cash	$213.9 \pm 18.4$	$107.4\pm22.2$	$218.2\pm29.4$	$109.0\pm33.7$	159   10
	BXA	$232.4\pm20.3$	$105.4\pm18.9$	$202.1\pm28.3$	$102.5\pm29.9$	$153 \pm 18$

 $\mathcal{K}_0$  (keV.cm<sup>2</sup>)

TABLE 4.19 – Valeurs de l'entropie centrale des amas A, B et C du système PLCK G214.6+37.0 pour chaque distribution de température et de densité considérée dans cette étude. Les valeurs présentées dans PLANCK COLLABORATION (2013b) sont également exposées.

un amas cool-core tandis qu'aucune conclusion ne peut être émise sur le statut des amas B et C.

Pour aller légèrement plus loin, notons que PRATT *et al.* (2010) et GHIRARDINI, ETTORI, AMODEO *et al.* (2017) ont montré que la fraction de gaz totale avait un impact sur la normalisation du profil d'entropie. En conséquence, ils ont proposé une correction, et ont introduit le modèle suivant (équations 4.58 et 4.59) :

$$\frac{\mathcal{K}(r)}{\mathcal{K}_{500}} = \mathcal{K}'_0 + \mathcal{K}'_{0.15} \left(\frac{r}{0.15 \, r_{500}}\right)^{\alpha'} \tag{4.58}$$

$$\mathcal{K}_{500} = 103.4 \left(\frac{M_{500}}{10^{14} M_{\odot}}\right)^{2/3} E(z)^{-4/3} f_{\rm g}^{-2/3}.$$
(4.59)

Ils ont démontré que cette correction réduisait la dispersion des profils d'entropie et que ces derniers présentent un meilleur accord avec la solution auto-similaire présentée par VOIT *et al.* (2005). Cette forme fonctionnelle a été ajustée sur une population de 47 amas, observés avec *Chandra*, situés à des redshifts  $z \in [0.4, 0.52]$ . L'ajustement de meilleure qualité est représenté en noir sur la figure 4.24. Ce meilleur ajustement pour cette population spécifique ne présente pas de plateau à petit rayon et se rapproche donc d'un comportement auto-similaire. De plus, le meilleur ajustement donne  $\alpha' = 1.13$  et confirme ainsi les prédictions théoriques présentées dans TOZZI & NORMAN (2001).

Sur la figure 4.24, je présente les profils d'entropie des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 issus de la combinaison des distributions de température et de densité en accord avec l'équation 4.54. Sur cette figure sont également représentées la solution auto-similaire proposée par VOIT *et al.* (2005) ainsi que les zones de confiance des ajustements du profil défini par l'équation 4.57. CAVAGNOLO *et al.* (2009) présentent ces ajustements pour les deux populations d'amas qu'ils définissent comme « cool-core » ou « non cool-core » en raison de leur basse ou haute valeur d'entropie au cœur, respectivement.



FIGURE 4.24 – Profils d'entropie des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 (A (*haut*), B (*mi-lieu*) et C (*bas*)). Les données sont représentées par des croix noires. Les profils issus des ajustements de meilleures qualités des distributions de température et de densité sont représentées par des traits colorés discontinus. La solution auto-similaire présentée dans VOIT *et al.* (2005) est illustrée par une droite grise tandis que l'ajustement de meilleure qualité à la forme fonctionnelle définie par les équations 4.58 et 4.59 est représenté en noir. Les zones roses et violettes représentent les zones de confiance des ajustements du profil d'entropie défini par l'équation 4.57 respectivement pour des amas de basse entropie centrale (« cool-core ») et de haute entropie centrale (« non cool-core »).

Tout d'abord on peut clairement voir que la prise en compte de la fraction de gaz proposée par PRATT *et al.* (2010) et GHIRARDINI, ETTORI, AMODEO *et al.* (2017) produit un meilleur accord à grand rayon pour les trois amas par rapport à au modèle proposé par VOIT *et al.* (2005). Cependant les trois amas du système, contrairement à la population d'amas considérée par GHIRARDINI, ETTORI, AMODEO *et al.* (2017) présentent clairement un plateau à petit rayon. Cet excès d'entropie au cœur des amas indique une contribution de processus non radiatifs. On remarque ici que les profils d'entropie de l'amas C semblent correspondre aux amas perturbés « non cool-core » ce qui confirmerait nos observations par rapport à la valeur centrale de l'entropie. Les amas A et B ont quant à eux des valeurs d'entropie centrale ne permettant pas d'avancer d'hypothèses. Cependant, la figure 4.24 nous permet de voir que les profils d'entropie de l'amas A correspondent fortement

à ceux de la population « cool-core » définie dans CAVAGNOLO *et al.* (2009), tandis que ceux de l'amas B sont semblables à ceux de la population « non cool-core ».

Finalement, pour des distances au centre supérieures à  $r_{\text{break}}^{\text{amas}}$ , les profils d'entropie des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 présentent un très bon accord avec le modèle avancé par PRATT *et al.* (2010) et GHIRARDINI, ETTORI, AMODEO *et al.* (2017). Pour l'amas A,  $r_{\text{break}}^{\text{A}} = (0.177 \pm 0.004) r_{500}$  tandis que pour les amas B et C je mesure  $r_{\text{break}}^{\text{B}} = (0.381 \pm 0.005) r_{500}$  et  $r_{\text{break}}^{\text{C}} = (0.343 \pm 0.010) r_{500}$ , respectivement. VOIT *et al.* (2005) on trouvé, dans leur étude d'amas non radiatifs, que ce rayon était égal à  $0.15r_{500}$ . Ainsi, ce rayon caractéristique nous indique que le gaz contenu dans l'amas A n'est pas soumis aux mêmes processus physiques que ses deux compagnons.

# 4.6 Discussion et conclusions

Le système PLCK G214.6+37.0 avait préalablement été étudié par PLANCK COLLABORATION (2013b) et a conduit à une caractérisation globale des trois amas par la détermination de leurs caractéristiques physiques telles que le redshift z, la température T, la masse totale  $M_{500}$ , la masse de gaz  $M_{g,500}$ , la taille  $r_{500}$ , la pression  $P_g$  ou encore l'entropie  $K_g$ .

Dans ce chapitre 4, j'ai exposé mon analyse nouvelle complète de ce même système multiple sur la base d'une nouvelle réduction des données X plus conservatrice dans la sélection des évènements et dans la modélisation des contaminations astrophysiques et instrumentale que j'ai élaborée et décrite dans le chapitre 3. J'ai reproduit l'analyse spectrale avec une approche "standard" via la statistique de Cash. J'ai également, sur le même ensemble de données, mené une analyse parallèle en utilisant l'inférence bayésienne et l'échantillonnage imbriqué. La réduction plus sévère que j'ai appliquée aux données brutes m'a permis d'améliorer sensiblement la précision des mesures des grandeurs physiques. En effet, les deux méthodes d'ajustement m'ont permis de mesurer les redshifts des trois amas du système avec une excellente précision. J'ai trouvé  $z_{X,A} = 0.44 \pm 0.01$ ,  $z_{X,B} = 0.49 \pm 0.01$ ,  $z_{X,C} = 0.45 \pm 0.01$ . Une étude des données spectrométriques de VLT/VIMOS des galaxies dans le champ de vue du système PLCK G214.6+37.0 confirme les valeurs que j'ai déterminées grâce aux données X. Ces valeurs sont en accord avec celles présentées par PLANCK COLLABORATION (2013b) pour les amas A et C. Cependant, pour l'amas B, nos deux valeurs ne sont pas en accord. Ainsi, je trouve que le système multiple semble être en réalité constitué d'une paire d'amas (A-C) et un amas isolé (B) en arrière-plan.

L'un des objectifs de mon travail était d'étudier l'impact de différents profils de densité et de température sur le calcul des grandeurs dérivées telles que l'étendue, les masses, la pression et l'entropie. Pour cela, j'ai défini et utilisé deux profils de densité (profil- $\beta$  et profil- $\beta\beta$ ) ainsi que deux profils de température (uniforme, donc isotherme, et non-isotherme). J'ai ensuite dérivé de ces profils les différentes caractéristiques du gaz de chacun des amas et étudié l'impact du choix des distributions radiales sur ces dernières (je discute l'impact du profil de densité et de température dans la section 4.6.1.1).

Mon travail s'est développé ensuite autour du calcul de la fraction de gaz totale ainsi que de la fraction de gaz hydrostatique, pour chacun des amas du système. J'ai comparé ces dernières aux fractions de gaz des amas de l'échantillon X-COP pour lesquels les estimations les plus précises sont disponibles dans la littérature. Les amas de cet échantillon font partie des amas les plus étudiés ces dernières années, et il est donc particulièrement intéressant de comparer leurs caractéristiques à celles des trois amas de ce système multiple. J'ai également mis en avant, par le calcul analytique des masses hydrostatiques, la présence de processus non thermiques au sein des amas du système. En effet, le calcul du biais hydrostatique b a indiqué la présence de tels processus et a permis de montrer que la fraction de gaz corrigée du biais était, pour les trois amas, compatible avec la fraction de gaz universelle déterminée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019).

Enfin, je me suis intéressé plus particulièrement à l'état dynamique des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 et à leur classification en termes d'amas « cool-core » et « non cool-core ». J'ai pour cela utilisé plusieurs indicateurs : les mesures de l'abondance en métaux, la pseudo-entropie et les profils de pression et d'entropie. Selon mes résultats, il semble que l'amas A puisse être qualifié d'amas cool-core tandis que les amas B et C sont plus probablement des amas non cool-core.

Dans la suite, je discuterai plus avant quelques un de mes résultats principaux sur les amas du système dans le contexte de quelques études d'échantillons d'amas de galaxies. Puis, je discuterai du système PLCK G214.6+37.0 dans son ensemble.

### 4.6.1 Les amas du système PLCK G214.6+37.0

### 4.6.1.1 Densité et Température

#### Densité :

J'ai en premier lieu ajusté un profil- $\beta$  aux brillance de surface et j'ai observé que les ajustements, pour chacun des amas, ne présentaient pas d'accord entre les deux ensembles de données Cash et BXA. De plus la qualité de l'ajustement quantifiée par le  $\chi_r^2$  est assez médiocre. Néanmoins, sur la figure 4.10, les ajustements semblent rendre correctement compte des données pour  $\theta \leq \theta_{\rm amas,s}$ . J'ai donc dans un deuxième temps ajusté un profil- $\beta\beta$ . Pour les amas A et B, les ajustements sur les données Cash sont en accord à  $1\sigma$  avec ceux sur les données BXA tandis que pour l'amas C, les ajustements sont incompatible. Cependant, la valeur du  $\chi_r^2$  est plus proche de l'unité pour les ajustements du profil- $\beta\beta$ .

À la vue des ajustements présentés dans la section 4.3.1, je n'étais pas en mesure de favoriser un profil par rapport à un autre ni de privilégier un des deux ensembles de données. J'ai donc conservé les deux profils et les ensembles de données, et j'ai étudié l'impact de ces derniers sur les propriétés physiques du gaz. Le choix de modéliser la distribution de densité par un profil- $\beta$  ou un profil- $\beta\beta$  n'as pas d'impact significatif sur les estimations des étendues  $r_{500}$  des amas ni sur celles de la masse de gaz  $M_{g,500}$ . Il en va de même pour le choix de l'ensemble de données (Cash ou BXA) que l'on considère. Toutefois, ces choix ont un impact notamment sur les calculs du proxy de masse et de pression (voir section 4.3.3) ainsi que pour le calcul de la masse hydrostatique (voir section 4.4.1.3).

### Température :



FIGURE 4.25 – Température des amas en fonction de leur redshift. La population d'amas du relevé XXL est représentée par les croix colorées. Les carrés de couleur représentent la valeur de la température de chaque amas du système PLCK G214.6+37.0 mesurée à partir de la densité spectrale de flux extraite de la zone d'analyse (2) (violet (A), bleu (B) et vert (C)).

La réduction de données plus sévère que j'ai effectuée (voir chapitre 3) m'a permis de sonder plus précisément que PLANCK COLLABORATION (2013b) les variations radiales de la température des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 et donc de tester l'hypothèse d'isothermalité. Pour ce faire, j'ai ajusté un modèle de température isotherme (uniforme) ainsi qu'un modèle non-isotherme (voir équation 4.30). J'ai montré que, dans le cas du modèle isotherme, la qualité des ajustements était mauvaise et que les ajustements sont incompatibles entre les données Cash et BXA, pour les trois amas. Le profil non-isotherme, quant à lui, rend mieux compte des données avec de plus un accord à  $1\sigma$  entre l'ajustement des données Cash et BXA. Malgré tout, il n'est pas possible de trancher entre l'hypothèse isotherme ou non-isotherme car on remarque aussi que les deux modèles sont en accord entre eux pour  $\theta \leq \theta_{amas,s}$ .

Ainsi je n'ai pas rejeté l'hypothèse d'isothermalité et j'ai étudié son impact sur les propriétés physiques du gaz. J'ai montré que dans l'hypothèse d'un gaz isotherme, les valeurs des propriétés physiques du gaz intra-amas sont systématiquement plus élevées (d'environ 3-5% pour l'étendue, 10-35% pour la masse hydrostatique ou encore 20% pour la pression, par exemple) que dans le cas où l'on considère un gaz non-isotherme. Néanmoins, dans la majorité des cas, les valeurs déduites des deux profils (isotherme et non isotherme) sont en accord à  $1\sigma$  près. Cela étant, il est important de remarquer que la dispersion des valeurs centrales entre le cas isotherme et le cas non-isotherme indique que l'hypothèse d'isothermalité peut avoir un impact considérable sur les propriétés physiques du gaz des amas. Bien que dans cette étude nous n'ayons pas pu conclure sur le caractère isotherme ou non du gaz intra-amas, les prochaines missions X telles que *Athena* permettront d'explorer plus avant cette hypothèse.

Les amas que j'ai étudiés sont les membres d'un système multiple PLCK G214.6+37.0. La mesure des redshifts par les données X et par les données spectroscopiques montre que les amas A et C sont proches et appartiennent probablement à une seule structure, une paire d'amas. L'amas B est à un redshift différent et est vraisemblablement un amas isolé en arrière-plan. Je me suis donc intéressé à la comparaison des propriétés des amas du système PLCK G214.6+37.0 avec des échantillons d'amas isolés pour savoir si l'appartenance à un système multiple d'amas de galaxies induisait des différences par rapport à une population d'amas isolés. Pour ce faire, j'ai utilisé le catalogue d'amas issu du relevé XXL (ADAMI et al. 2018) qui regroupe des amas de galaxies détectés dans l'intervalle de redshifts [0, 1.2]. Deux sous catalogues ont été construits à partir du relevé XXL pour isoler les amas dont le niveau de contamination par des sources ponctuelles est nul (XXL-C1), et des amas pour lesquels une contamination à hauteur de 50% ont été acceptés (XXL-C2). J'ai extrait de ces deux sous-catalogues les valeurs des températures  $T_{\rm X,300 kpc}$  et des redshifts. La figure 4.25 montre la distribution des températures en fonction des redshifts pour le catalogue XXL ainsi que les amas du système PLCK G214.6+37.0 (les carrés de couleur représentent la valeur de la température de chaque amas mesurée à partir de la densité spectrale de flux extraite de la zone d'analyse (2)). On n'observe aucune déviation des valeurs de la paire d'amas A-C par rapport aux populations des sous-catalogues XXL-C1 et XXL-C2. La température de l'amas isolé B est également en accord avec les valeurs des populations.

#### 4.6.1.2 Étendues et masses

#### Étendue

La taille des amas de galaxies exprimée en termes du rayon  $r_{500}$  est directement déduite des distributions de température et de densité choisies. J'ai préalablement montré que, bien que les valeurs centrales présentent une dispersion notable, les rayons  $r_{500}$  restent en accord entre eux pour chaque amas du système PLCK G214.6+37.0. Une question subsiste : est-ce que ces étendues sont similaires à celle d'amas isolés, ou bien l'appartenance des amas à un système multiple induit-elle des différences notables? Pour tenter de répondre à cette question, j'ai utilisé une fois encore le catalogue d'amas de XXL (observés par XMM-Newton) ainsi que le méta-catalogue d'amas MCXC (observés par ROSAT PIFFARETTI et al. 2011).

La figure 4.26a montre la taille des trois amas étudiés ici, comparée aux valeurs de  $r_{500}$  extraites des catalogues. Pour chaque amas, l'ensemble des valeurs (et leurs erreurs), calculées à partir des distributions de densité et de température, s'inscrivent dans le rectangle coloré. On observe que l'étendue des amas du système PLCK G214.6+37.0, pour leurs redshifts respectifs, sont tout à fait raisonnables par rapport à cette population d'amas de galaxies aux mêmes redshifts. On ne remarque aucune différence notable vis-à-vis de la taille de ces objets par rapport à celle d'amas isolés.

La figure 4.26b met en évidence la contamination par les sources ponctuelles de la population d'amas du sous-catalogue XXL-C2. La population XXL-C1 regroupe les amas dont la contamination par des sources ponctuelles est négligeable, et on constate que les tailles des amas A, B et C, en fonction de leur température, sont très similaires à celles de cette population. Ici encore, on ne remarque aucune déviation manifeste des caractéristiques des amas du système PLCK G214.6+37.0 par rapport à la population du sous-catalogue

XXL-C1.



(a) Étendue des amas en fonction de leur redshift.

(b) Étendue des amas en fonction de leur température.

FIGURE 4.26 – Comparaison des caractéristiques des amas du système multiple PLCK G214.6+37.0, représentés en violet (A), bleu (B) et vert (C). Pour chaque amas du système multiple, l'ensemble des valeurs (et leur erreurs), calculées à partir des distributions de densité et de température, s'inscrivent dans le rectangle coloré. Les valeurs des amas du relevé XXL et du catalogue MCXC sont représentées par des nuages de points).

Masses :



(a) Masse totale des amas en fonction de leur redshift.

(b) Masse totale des amas en fonction de leur taille.

FIGURE 4.27 – Comparaison des propriétés des amas du système PLCK G214.6+37.0, représentés en violet (A), bleu (B) et vert (C). Pour chaque amas du système multiple, l'ensemble des valeurs (et leurs erreurs), calculées à partir des distributions de densité et de température, s'inscrivent dans le rectangle coloré. Les valeurs pour les amas du catalogue MCXC sont représentées par les nuages de points.

La masse totale est une quantité centrale en astrophysique ainsi qu'en cosmologie à laquelle nous n'avons pas accès directement via les observations. Il est donc important de noter l'impact des hypothèses conduisant à son estimation. J'ai calculé les masses totales et hydrostatiques des deux composantes de la paire d'amas A-C et celles de l'amas B composant le système multiple PLCK G214.6+37.0. Je trouve que les masses totales,  $M_{500}^{tot}$ , pour chaque amas, ne sont pas affectées par le choix du profil de densité. Cependant l'hypothèse isotherme affecte systématiquement la valeur de la masse totale de chaque amas à hauteur de  $\sim 15\%$ . Néanmoins, l'ensemble de ces valeurs pour chaque amas sont en accord à  $1\sigma$  près. Pour les masses hydrostatiques  $M_{500}^{HE}$ , l'hypothèse isotherme affecte fortement l'estimation de la masse avec des écarts allant jusqu'à 25%. Le choix du profil de densité affecte également la mesure de la masse hydrostatique (par  $\sim 30 - 40\%$ ).

Pour comparer à des populations d'amas de galaxies isolés, j'ai extrait des catalogues MCXC les masses totales montrées dans les figures 4.27a et 4.27b en fonction du redshift z et du rayon  $r_{500}$  des amas, respectivement. La figure 4.27a n'indique pas de différence notable avec la population d'amas isolés pour les valeurs des masses des trois amas du système PLCK G214.6+37.0. Sur la figure 4.27b j'ai représenté les masses totales ainsi que les masses hydrostatiques des amas A, B et C (pour chaque amas du système multiple, l'ensemble des valeurs – et leur erreurs– calculées à partir des distributions de densité et de température s'inscrivent dans le rectangle coloré). Les valeurs des masses, pour les trois composantes du système, sont compatibles avec les valeurs obtenues par PIFFARETTI *et al.* (2011) pour les amas isolés du catalogue MCXC.

#### 4.6.1.3 Fractions de gaz

Deux fractions de gaz sont considérées : la fraction de gaz totale et la fraction de gaz hydrostatique.

Dans un premier temps, j'ai montré que les valeurs de la fraction de gaz totale ne sont que très peut affectées par le choix du profil de densité, et qu'elles sont en accord à  $1\sigma$  avec la fraction de gaz universelle  $f_{g,univ}$  déterminée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) sur des amas de galaxies isolés.

J'ai ensuite étudié l'impact de l'hypothèse d'isothermalité, et j'ai montré que cette dernière induisait un biais sur les fractions de gaz. En effet, pour chaque amas du système PLCK G214.6+37.0, on observe que  $\langle f_{\rm g,500}^{\rm tot} \rangle_{\rm I}^{\rm amas} < \langle f_{\rm g,500}^{\rm tot} \rangle_{\rm NI}^{\rm amas}$ .

J'ai inspecté l'impact des différentes distributions de densité et de température sur la fraction de gaz hydrostatique. J'ai montré que  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta}^{\rm amas} < \langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm amas}$  pour les amas A et B mais que  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta}^{\rm amas} > \langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\beta\beta}^{\rm amas}$  pour l'amas C. Par ailleurs, et contrairement au choix du profil de température, le choix du profil de densité n'induit pas de biais systématique sur l'estimation. J'ai en effet trouvé que  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm I}^{\rm amas} < \langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm NI}^{\rm amas}$  démontrant la tendance induite par l'hypothèse d'isothermalité à surestimer de  $\sim 10 - 45\%$  la masse hydrostatique par rapport au cas non-isotherme. Cette différence entre  $\langle f_{g,500}^{\rm tot} \rangle_{\rm amas}$  et  $\langle f_{g,500}^{\rm HE} \rangle_{\rm amas}$  s'exprime par le biais hydrostatique.

Pour chaque amas pris individuellement, ces valeurs présentent une dispersion importante entre les différents cas considérés mais restent compatibles entre elles et sont en très bon accord avec la majorité des études basées sur les simulations hydrodynamiques. De nouveau, l'hypothèse d'isothermalité affecte fortement les valeurs du biais hydrostatique déduites, et je trouve que  $\langle 1 - b \rangle_{\rm I}^{\rm amas} > \langle 1 - b \rangle_{\rm NI}^{\rm amas}$ . Dans le cas isotherme je mesure un biais  $\sim 15 - 40\%$  plus élevé que dans le cas non isotherme. De même, j'ai observé que le choix du profil de densité influait sur la valeur déduite du bais hydrostatique. Je trouve que la valeur du biais pour le profil  $\beta$  est  $\sim 45 - 70\%$  plus élevé que pour le profil  $\beta\beta$  pour les amas A et B. Enfin, pour l'amas C, je trouve que  $\langle 1 - b \rangle_{\beta}^{\rm C} \approx 0.88 \langle 1 - b \rangle_{\beta\beta}^{\rm C}$ . On réalise donc ici que l'hypothèse d'isothermalité ainsi que le choix du profil de densité affectent l'interprétation de ce biais en attribuant aux processus non-thermiques en jeu au sein des amas une contributions plus ou moins importante.

### 4.6.1.4 État dynamique du gaz intra-amas

L'étude des fractions de gaz et du biais hydrostatique indique que des processus non-thermiques sont en jeu au sein des trois amas du système PLCK G214.6+37.0. Au cours de leur analyse complète, j'ai collecté plusieurs indications sur leur état dynamique : les profils de pression, la pseudo-entropie et les profils d'entropie.

En premier lieu, j'ai observé que les profils de pression de l'amas A (pour chaque distribution de densité et de température) sont très semblables au meilleur ajustement du profil universel GNFW de ARNAUD *et al.* (2010), et qu'il n'est pas possible de conclure sur la nature cool-core (relaxée) ou non cool-core (perturbée) de l'amas. Les profils de pression des amas B et C sont quant à eux semblables à ceux décrits comme morphologiquement perturbés.

Ensuite, à partir du calcul de la pseudo-entropie des amas A, B et C et du critère de classification de LECCARDI *et al.* (2010), je trouve que les amas B et C sont des amas non cool-core alors que l'amas A est classé comme cool-core. L'abondance en métaux au cœur de l'amas A, plus élevée que celles de B et C, conforte cette classification.

Amas Indices	A	В	С
$\mathcal{P}_{g}(r)$	INT	NCC	NCC
$\sigma_{0/1}$	INT	NCC	NCC
$\mathcal{K}_{g}(r)$	CC	INT	NCC

TABLE 4.20 – Synthèse des indices récoltés lors de l'analyse de l'état dynamique du gaz des amas du système PLCK G214.6+37.0. CC indique que l'amas est un amas cool-core selon l'indice. NCC signifie qu'il s'agit d'un amas non cool-core et INT correspond à un comportement intermédiaire de l'amas qui ne permet pas de le classer dans l'une des deux catégories.

Pour finir, je considère les profils d'entropie calculés pour chacun des amas et pour toutes les distributions de densité et de température utilisées dans cette étude. Dans un premier temps, je trouve qu'à grande distance du centre et pour tous les amas, le profil d'entropie est compatible avec le comportement auto-similaire mais qu'il s'en écarte à mesure qu'on tend vers le centre de l'amas. Cet écart intervient plus près du centre pour l'amas A que pour B et C, indiquant que le gaz de l'amas A n'est pas soumis aux mêmes processus physiques que ses deux compagnons. Enfin, les valeurs de l'entropie au centre des amas,  $\mathcal{K}_0$ , sont mises en regard avec la classification cool-core/non cool-core de CAVAGNOLO *et al.* (2009). Selon cette classification, j'observe encore une fois que les amas B et C présentent un comportement typique d'objets non cool-core quelles que soient les hypothèses émises sur les distributions de densité et de température. L'amas A semble se trouver à la frontière entre les deux populations. En effet, dans l'hypothèse isotherme, il est classé dans la population d'amas non cool-core. Cependant, en considérant que le gaz est non-isotherme, on obtient une entropie au centre typique des amas cool-core.

L'ensemble de ces résultats, résumés dans la table 4.20, confirme que les amas B et C ne sont pas dans le même état dynamique que l'amas A. Les différents indicateurs étudiés suggèrent, indépendemment des modèles de densité et de température, que les amas B et C sont des amas dynamiquement perturbés de type non coolcore. La situation de l'amas A et plus complexe et les indicateurs (dont certains dépendent des hypothèses faites) ne permettent pas de conclure quant à sa nature cool-core ou non cool-core.

### 4.6.2 Le système PLCK G214.6+37.0

#### 4.6.2.1 La structure du système

Les estimations des valeurs de redshifts des amas A, B et C ainsi que les distances angulaires entre eux nous renseignent sur la structure à trois dimensions du système PLCK G214.6+37.0. En effet, la projection en deux dimensions des observations sur les CCD des instruments nous informe sur la séparation angulaire entre ces amas. Je note ici  $\theta_{a1,a2}$  séparation angulaire entre deux amas. Sa valeur en minutes d'arc est directement accessible sur l'image. La valeur du diamètre angulaire  $d_{\theta,a1,a2}$  est calculée à l'aide de la valeur du redshift z estimé (voir section 4.2.1) telle que  $d_{\theta,a1,a2} = \theta_{a1,a2} \mathcal{D}_{A}(z_{A})$ . J'ai également calculé la distance co-mobile entre les plans de redshift sur lesquelles sont situé les amas du système. Cette distance s'exprime, en considérant un univers plat ( $\Omega_{k} = 0$ ), comme

$$d_{c,z1,z2} = d_{\rm H} \int_{z_{\rm a1}}^{z_{\rm a2}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_{m,0}(1+z)^3 + \Omega_{r,0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda}}}.$$
(4.60)

Les paramètres cosmologiques  $[H_0, \Omega_{m,0}, \Omega_{r,0}, \Omega_{k,0}, \Omega_{\Lambda}]$  sont fixés aux valeurs obtenues par la collaboration *Planck* (PLANCK COLLABORATION 2020) et c est la vitesse de la lumière. Afin de prendre en compte les erreurs sur l'estimation du redshift des amas, j'ai adopté une démarche Monte Carlo pour le calcul des distances co-mobiles. L'ensemble de ces valeurs sont résumées dans la table 4.21 ci-dessous.

On remarque immédiatement que pour ce système,  $d_{\theta,a1,a2} \ll d_{c,z1,z2}$ . Ainsi, la distance co-mobile entre les amas de galaxies du système PLCK G214.6+37.0  $d_{c,a1,a2}$  a pour limite inférieur la distance  $d_{c,z1,z2}$ . On remarque également que l'amas B est très éloigné de la paire d'amas A-C. Il est alors naturel de questionner

la nature réelle de ce système multiple détecté avec le signal SZ de *Planck* : est-ce un système triple ou bien est-ce une paire d'amas (A-C) accompagnée d'un amas isolé en arrière-plan?

	Paire A-C	Paire A-B	Paire B-C
$\theta_{a1,a2}$ (arcmin)	$7.5\pm0.1$	$3.2\pm0.1$	$6.6\pm0.1$
$d_{ heta, a1, a2}$ (Mpc/h)	$2.7\pm0.02$	$1.2\pm0.02$	$2.4\pm0.02$
$d_{c,z1,z2}$ (Mpc/h)	$14.4\pm9.2$	$122.8 \pm 13.8$	$108.7 \pm 13.8$

TABLE 4.21 – Séparations angulaire et diamètres angulaire observées pour chaque paire d'amas du système PCLJ G214.6+37.0 ainsi que la distance co-mobile entre les deux plan de redshift des amas de chaque paire d'amas de galaxies.

Pour tenter de répondre à cette question, j'ai utilisé un catalogue publique de super-amas de galaxies et de systèmes multiples détectés dans les données SDSS (SDSS DR7 superclusters LIIVAMÄGI *et al.* 2012). J'ai extrait du catalogue la valeur du diamètres  $D_{\emptyset}$  de chaque super-amas, défini comme la distance co-mobile maximale entre les galaxies le composant. Chaque galaxies répertoriée dans le catalogue SDSS DR7 superclusters a été associée, à l'aide de sa position ra, dec et de son redshift, à une galaxies du relevé SDSS/DR8 (AIHARA *et al.* 2011) pour lesquelles les masses stellaires des galaxies furent calculées (voir https://www.sdss.org/dr12/spectro/galaxy\_mpajhu/). Certaines galaxies du catalogue de super-amas n'ont pas pu être associées. Afin de ne pas biaiser l'estimation de la masse stellaire des super-amas, j'ai seulement calculé les masses stellaires des super-amas pour lesquels toutes les galaxies les composant furent associées. J'ai ensuite calculé les masses stellaire des amas du système PLCK G214.6+37.0 à l'aide de la fraction de masse stellaire  $f_{\star,500} = 0.015 \pm 0.005$  déterminée par ECKERT, GHIRARDINI *et al.* (2019) pour la population d'amas XCOP. La figure 4.28 illustre les masses stellaires des super-amas du catalogue SDSS DR7 superclusters en fonction de leurs diamètres ainsi que celles des amas du système PLCK G214.6+37.0.



FIGURE 4.28 – Masses stellaires des super-amas en fonction de leur diamètres. Les valeurs du système PLCK G214.6+37.0 sont illustrées par les rectangles colorés. Les points bleus représentent les valeurs pour le catalogue SDSS DR7 superclusters en fonction de leur redshift.

Tout d'abord il est primordial de noter que l'intervalle de redshifts considéré pour les super-amas du catalogue SDSS DR7 superclusters, [0.02, 0.20], est différent des redshifts associés au système PLCK G214.6+37.0. Par simplicité, j'ai négligé les possibles effets d'évolution de la masse et du diamètre en fonction du redshift. Dans cette hypothèse, on observe que la masse stellaire du système PLCK G214.6+37.0 (rectangle vert), calculée comme la somme des trois amas A, B et C, est très inférieure à celle des super-amas de diamètres équivalents. Ce résultat nous indique que le système PLCK G214.6+37.0 n'est pas un système triple d'amas de galaxies. Si désormais on considère seulement la paire d'amas A-C, on remarque que la masse stellaire de cette dernière (rectangle violet) est en accord avec la population d'amas de diamètre  $D_{\emptyset} > 15$  Mpc/h. Pour des diamètre  $D_{\emptyset} < 15$  Mpc/h, la masse stellaire de la paire d'amas A-C est légèrement supérieure à celle des super-amas du catalogue.

Ces résultats nous montrent que la probabilité pour que le système PLCK G214.6+37.0 soit un système triple est faible mais qu'il est fortement possible qu'il s'agite d'un système double d'amas de galaxies.

Il serait intéressant et utile et d'observer en détail le contenu en galaxies des trois amas de galaxies afin de déterminer plus précisément la masse stellaire de ce système. La recherche de potentiels ponts de matière entre les amas nous permettrait de mieux comprendre la structuration de ce système multiple. Une telle éetude sera possible en analysant plus avant les données spectroscopiques VLT/VIMOS. De plus, des observations complémentaires permettant la mesure du champ de vitesse sous-jacent des galaxies dans l'intervalle de redshift  $z \in [0.44, 0.51]$  nous renseigneraient sur la dynamique des trois composantes au sein de ce système. Ces données permettraient de savoir si l'amas B s'éloigne ou se rapproche de la paire d'amas A-C ou encore si les amas A et C fusionnent. Ces questions trouveront peut être une réponse à l'aide des observatoires X de nouvelle génération tel qu'Athena avec lequel il sera possible de déterminer avec précision la vitesse d'ensemble du gaz au sein de cette structure ainsi que les mouvements turbulents qui peuvent l'animer.

### 4.6.2.2 Contribution des amas individuels au signal tSZ

Dans la section 4.3.3.2, j'ai calculé les paramètres Compton intégrés déduits des données X,  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$ , pour chaque amas du système PLCK G214.6+37.0. lci, je souhaite étudier la contribution des amas de ce système à la pression totale de gaz afin de déterminer si un excès de matière baryonique n'appartenant pas aux amas peut être observé identifié au sein de ce système.

D'une part les valeurs  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  pour chaque amas nous permettent de déterminer la pression totale contenue dans les amas du système PLCK G214.6+37.0, notée  $\sum_{\mathtt{amas}} \mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$ . D'autre part, la résolution spatiale du satellite Planck ne permet pas une mesure du signal tSZ de chaque amas individuels du système PLCK G214.6+37.0. Le paramètre Compton intégré au sein une sphère de rayon  $5r_{500}$  centrée aux positions des amas A, B et C,  $\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}}$ , à été mesuré par PLANCK COLLABORATION (2013b) à l'aide de l'algorithme MFF3. Ils ont obtenu

$$\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}} = (10 \pm 3) \times 10^{-4} \operatorname{arcmin}^2 \quad \text{pour MMF3}_{A}$$
 (4.61)

$$\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}} = (12 \pm 3) \times 10^{-4} \operatorname{arcmin}^2 \quad \text{pour MMF3}_B$$
 (4.62)

$$\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}} = (13 \pm 3) \times 10^{-4} \operatorname{arcmin}^2 \quad \text{pour MMF3}_{C}$$
 (4.63)

où MMF3<sub>amas</sub> représente le choix de la position du centre de la sphère de rayon  $5r_{500}$ . Afin de quantifié la proportion de pression de gaz contenue au sein des amas individuels de cette structure, j'ai calculé la somme des signaux tSZ déduits des données X,  $\sum_{amas} \mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  et j'ai calculé le rapport de cette somme avec le paramètre Compton  $\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}}$ , pour chaque choix de position du centre de la sphère de rayon  $5r_{500}$ . Les résultats sont présentés dans la table 4.22.

Tout d'abord, on observe que les valeurs des sommes des contributions des amas au signal  $\mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}}$  pour chaque ensemble de données Cash et BXA sont en accord à  $1\sigma$  entre les différents cas présentés. De plus, on voit que les valeurs obtenues avec les données X par inférence bayésienne sont systématiquement plus élevées que celles issues de la statistique Cash avec en moyenne  $\langle \sum_{\mathrm{amas}} \mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}} \rangle_{\mathrm{Cash}} = (6.95 \pm 1.65) \times 10^{-4} \mathrm{arcmin}^2$  et  $\langle \sum_{\mathrm{amas}} \mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}} \rangle_{\mathrm{BXA}} = (8.24 \pm 1.48) \times 10^{-4} \mathrm{arcmin}^2$ . À l'exception du cas  $\beta + T_X$ , les valeurs déduites de la statistique Cash et de BXA sont en accord à  $1\sigma$  pour chaque distribution de densité et de température considérée.

$\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}} (10^{-4} \operatorname{arcmin}^2)$			$\texttt{MMF3}_{\texttt{peak}=A}$	$\texttt{MMF3}_{\texttt{peak}=B}$	$\texttt{MMF3}_{\texttt{peak}=C}$
$\sum_{ m amas} \mathcal{Y}_{ m XSZ,5r_{500}} \ (10^{-4} \ { m arcmin}^2)$			$(10 \pm 3)$	$(12 \pm 3)$	$(13 \pm 3)$
$\beta \perp T_{\rm W}$	Cash	$7.14\pm0.64$	$0.71\pm0.28$	$0.60\pm0.20$	$0.55\pm0.18$
$p + I_X$	BXA	$9.11\pm0.66$	$0.91\pm0.34$	$0.76\pm0.24$	$0.70\pm0.21$
$\beta + T_{\rm Tr}(r)$	Cash	$6.24 \pm 1.25$	$0.62\pm0.31$	$0.52\pm0.23$	$0.48\pm0.21$
$\beta + I_X(I)$	BXA	$7.09 \pm 1.63$	$0.71\pm0.38$	$0.59\pm0.28$	$0.54\pm0.25$
$\beta\beta + T_{T}$	Cash	$7.84 \pm 2.21$	$0.78\pm0.46$	$0.65\pm0.35$	$0.60\pm0.31$
$pp + I_X$	BXA	$9.38 \pm 1.56$	$0.94\pm0.44$	$0.78\pm0.33$	$0.72\pm0.29$
$\beta\beta + T_{\rm Tr}(n)$	Cash	$6.59 \pm 2.51$	$0.66\pm0.45$	$0.55\pm0.35$	$0.50\pm0.31$
pp + IX(I)	BXA	$7.36 \pm 2.06$	$0.74\pm0.43$	$0.61\pm0.33$	$0.57\pm0.29$
Planck Collaboration (2013b)		$6.44 \pm 0.7$	$0.64\pm0.26$	$0.54\pm0.19$	$0.50\pm0.17$

TABLE 4.22 – Signal tSZ déduit des données X et contribution relative de signal tSZ au signal total  $\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}}$  mesuré par PLANCK COLLABORATION (2013b).

Ensuite, on remarque que le choix du profil de densité ( $\beta$  ou  $\beta\beta$ ) n'affecte pas ce qu'on obtient en termes de contribution des amas au signal SZ total  $\mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}}$ . Cependant, on observe que l'hypothèse d'isothermalité affecte fortement cette contribution déduite. En effet, je trouve que  $\langle \sum_{amas} \mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}} / \mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}} \rangle_{I} = [0.84 \pm 0.38, 0.70 \pm 0.32, 0.64 \pm 0.29] \times 10^{-4} \operatorname{arcmin}^2$  et  $\langle \sum_{amas} \mathcal{Y}_{XSZ,5r_{500}} / \mathcal{Y}_{SZ,5r_{500}} \rangle_{NI} = [0.68 \pm 0.39, 0.57 \pm 0.33, 0.53 \pm 0.30] \times 10^{-4} \operatorname{arcmin}^2$ . On remarque donc un biais systématique induit par l'hypothèse d'isothermalité à hauteur de  $\sim 20\%$ .

Finalement, la réduction des données présentées dans le chapitre 3 ainsi que les ajustements que j'ai présentés dans ce chapitre m'ont permis de mesurer une contribution plus importante du gaz dans les amas individuels en comparaison à l'étude présentée dans PLANCK COLLABORATION (2013b). En effet, dans l'hypothèse que le gaz intra-amas est isotherme, je détecte en moyenne 24% de gaz supplémentaire par rapport à l'étude effectuée par PLANCK COLLABORATION (2013b). On remarque également que dans cette hypothèse, avec les données extraites à l'aide de l'inférence bayésienne, la quasi-totalité du signal tSZ mesuré par *Planck* est détectée au sein des amas individuels seuls. Il est donc peu probable que du gaz chaud diffus soit présent entre les amas de cette structure. Ce résultat représenterait un indice supplémentaire sur le fait que cet objet ne serait finalement pas un système triple d'amas de galaxies. Il est toutefois nécessaire de rester prudent par rapport à ce résultat car j'ai souligné que l'hypothèse d'isothermalité ne peut pas être confirmée avec les données à notre disposition.
## Troisième partie

# Processus Non-Thermiques du Gaz Intra-Amas

## Chapitre 5

# Contribution des mouvements turbulents à la pression non-thermique dans les amas de galaxies

## Sommaire

5.1	Introduction					
5.2	Quelle	es contributions à la pression non-thermique?				
	5.2.1	Le champ magnétique				
	5.2.2	Les rayons cosmiques				
	5.2.3	La turbulence				
	5.2.4	Impact de la pression non-thermique sur la masse des amas				
5.3	Caract	térisation de la turbulence du gaz intra-amas				
	5.3.1 Spectre d'énergie des mouvements turbulents					
		5.3.1.1 L'indice spectral				
		5.3.1.2 L'échelle d'injection				
		5.3.1.3 L'échelle de dissipation				
5.4	Observer la turbulence dans les amas de galaxie					
	5.4.1 Mesure de la vitesse turbulente du gaz intra-amas					
	5.4.2	La mission scientifique Athena				
		5.4.2.1 Le Wide Field Imager				
		5.4.2.2 Le X-Integral Field Unit				

Rare est le nombre de ceux qui regardent avec leurs propres yeux et qui éprouvent avec leur propre sensibilité.

**Albert Einstein** 

### 5.1 Introduction

L'analyse du système PLCK G214.6+37.0 dans le chapitre 4 a été effectuée dans l'hypothèse que seule la pression thermique contribuait à l'équilibre hydrostatique du gaz intra-amas. Cependant, plusieurs indices concourent à montrer la présence de processus non-thermiques au sein de ce gaz. En effet le calcul du biais hydrostatique (voir section 4.4.3) met en évidence un écart à l'équilibre hydrostatique défini dans le section 2.1 par l'équation 2.3. L'une des hypothèses que l'on peut avancer afin de résoudre cet écart est que ce biais pourrait être en partie ou entièrement attribué à une pression non-thermique contribuant à l'équilibre hydrostatique. Ce dernier s'écrirait alors

$$\nabla \left( P_{\rm th}(\boldsymbol{r}) + P_{\rm nth}(\boldsymbol{r}) \right) = -\rho_{\rm g}(\boldsymbol{r}) \nabla \Phi(\boldsymbol{r}), \tag{5.1}$$

avec  $P_{th}(r)$  et  $P_{nth}(r)$  les contributions thermique et non-thermique à la pression totale du gaz intra-amas. Il est alors possible de résoudre l'équation 5.1, et la masse totale qui en résulte peut s'exprimer par

$$M_{\text{tot}}(r) = -\frac{k_B T(r) r}{\mu m_p G} \left[ \frac{d \ln \rho_{\text{g}}}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} + \frac{P_{\text{nt}}}{P_{\text{th}}} \frac{d \ln P_{\text{nt}}}{d \ln r} \right].$$
(5.2)

Il est alors possible d'exprimer le rapport de cette masse à la masse totale réelle  $M_{true}(r)$  :

$$\frac{M_{\text{tot}}(r)}{M_{\text{true}}(r)} = (1-b) - \frac{k_B T(r) r}{\mu m_p G M_{\text{true}}(r)} \frac{P_{\text{nt}}}{P_{\text{th}}} \frac{d\ln P_{\text{nt}}}{d\ln r}.$$
(5.3)

Ainsi, on remarque que la contribution non-thermique à la pression totale du gaz, supposé à l'équilibre hydrostatique, peut représenter une partie ou la totalité du biais (1 - b).



FIGURE 5.1 - Cliché de la distribution d'énergie dissipée par des chocs issu de la simulation Illustris (https://www.illustris-project.org/explorer/)

Il est donc crucial de caractériser ces processus et d'en observer la signature. Dans ce chapitre, je présenterai d'abord les différents processus contribuant à cette pression non-thermique en me focalisant sur les mouvement turbulents du gaz intra-amas. Ensuite, j'introduirai rapidement la théorie de la turbulence isotrope et homogène établie par KOLMOGOROV (1941) et présenterai les paramètres qui nous permettent de la caractériser. Enfin j'introduirai les différentes signatures observationnelles de ce champ de vitesses dans le cadre d'observations spatiales en rayons X.

## 5.2 Quelles contributions à la pression non-thermique?

L'une des principales questions ouvertes de l'astrophysique moderne est de comprendre l'origine de cette composante non-thermique et son impact sur l'évolution dynamique et thermodynamique des amas de galaxies.

#### 5.2.1 Le champ magnétique

Des observations radio profondes du ciel ont révélé la présence de sources radio diffuses dans environ 10% des amas de galaxies connus (FERRARI *et al.* 2008; VAN WEEREN, DE GASPERIN *et al.* 2019). Leur émission n'est pas associée à des galaxies uniques, mais peut mettre en évidence la présence de champs magnétiques au sein du milieu intra-amas.

Des observations d'amas de galaxies par BRUNETTI, SETTI *et al.* (2001), GOVONI *et al.* (2001) et FERETTI *et al.* (2004) ont permis d'établir que l'intensité du champ magnétique décroît à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'amas avec une pente similaire à celle de la densité du gaz. Des simulations numériques (DOLAG, BARTELMANN *et al.* 1999; DOLAG, BARTELMANN *et al.* 2002; MURGIA *et al.* 2004) ont également permis de montrer que l'intensité du champ magnétique intra-amas était fonction de la densité du gaz. Ainsi la dépendance radiale de l'amplitude du champ magnétique intra-amas peut être simplement modélisée par la forme paramétrique

$$B(r) = B_0 \left(\frac{\rho_{g}(r)}{\rho_{g,0}}\right)^{\alpha}$$
(5.4)

avec  $B_0$  la valeur centrale du champ magnétique et  $\alpha$  le paramètre de forme. La pression qu'exerce ce champ est définie comme

$$P_{\rm B} = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi} \left(\frac{\rho_{\rm g}(r)}{\rho_{\rm g,0}}\right)^{2\alpha}.$$
(5.5)

LAGANÁ *et al.* (2010) ont étudié l'impact de la pression non-thermique due au champ magnétique sur la masse totale de cinq amas Abell (A496, A2050, A1689, A2667, A2631). La figure 5.2 illustre l'influence de la présence de champs magnétiques intra-amas sur la détermination de la masse de l'amas.



FIGURE 5.2 – Variation du profil de masse hydrostatique due à la contribution de la pression magnétique à la pression totale pour cinq amas de galaxies. La courbe rouge représente la masse hydrostatique thermique et la courbe verte représente la masse maximale atteinte en fonction de la valeur centrale du champ  $B_0$ . Figure extraite de LAGANÁ *et al.* (2010).

#### 5.2.2 Les rayons cosmiques

L'observation de sources radio diffuses peut également souligner la présence de particules relativistes au sein des amas de galaxies. Ces particules sont généralement des électrons  $(cr_e)$  ou des protons  $(cr_p)$  composant ce que l'on appelle les rayons cosmiques. Plusieurs processus peuvent être à l'origine de ces rayons cosmiques.

Tout d'abord, ces particules peuvent être accélérées à l'aide de chocs dus à la formation des structures et/ou à la fusion d'amas de galaxies (voir PTUSKIN *et al.* 2009, e.g.). Les électrons peuvent également subir un processus de ré-accélération. Ces cr<sub>e</sub> sont alors injecté dans le milieu intra-amas au travers d'explosions de

supernovae, de vents galactiques ou bien directement des galaxies radio (voir BRUNETTI, SETTI *et al.* 2001; VAN WEEREN, ANDRADE-SANTOS *et al.* 2017). Enfin les  $cr_p$  peuvent interagir avec le gaz intra-amas et produire, au travers de collisions inélastiques, des électrons secondaires, des rayons  $\gamma$  ainsi que des neutrinos (PFROMMER & ENSSLIN 2004).

ANDO & NAGAI (2008) ont défini la part relative de la contribution des rayons cosmiques à la pression du gaz  $Y_p = P_{cr}/P_g$  paramétrée par une loi de puissance. Ainsi on peut définir la pression non-thermique due aux rayons cosmiques par

$$P_{\rm cr} = P_{\rm g} Y_{\rm p} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\Psi}.$$
(5.6)

Pour des amas riches et proches,  $P_{\rm cr}$  devrait représenter 10 - 26% de la pression thermique  $P_{\rm g}$  (MINIATI *et al.* 2001; MINIATI 2003). Néanmoins la distribution des rayons cosmiques du milieu intra-amas est encore mal connue, et les preuves directes de rayons cosmiques dans ce milieu font toujours défaut. La valeur de  $\Psi$  dépend du modèle adopté pour la dynamique des rayons cosmiques au sein des amas. Dans le modèle le plus simple ( $\Psi = 0$ ), la distribution énergétique des rayons cosmiques suit précisément la pression thermique du gaz intra-amas. La figure 5.3 illustre l'impact de la pression  $P_{\rm cr}$  sur l'estimation de la masse totale des amas à l'étude dans LAGANÁ *et al.* (2010).



FIGURE 5.3 – Variation du profil de masse hydrostatique due à la contribution de la pression non-thermique induite par les rayons cosmiques à la pression totale pour cinq amas de galaxies. La courbe rouge montre la masse hydrostatique thermique et la courbe verte représente la masse maximale atteinte en fonction de la valeur du paramètre  $\Psi$ . Figure extraite de LAGANÁ *et al.* (2010).

#### 5.2.3 La turbulence

Il est désormais bien connu que le milieu intra-amas est animé de mouvements turbulents (voir par exemple SCHEKOCHIHIN & COWLEY 2006; SCHMIDT *et al.* 2016, et les références citées). Dans le modèle de formation hiérarchique des structures, les amas de galaxies se forment au travers de fusions de sous-groupes (voir C. SARAZIN *et al.* 2002; LAZARIAN 2006, et références incluses) ainsi que par l'accrétion continue de matière provenant de la toile cosmique (A. V. KRAVTSOV & BORGANI 2012). Des simulations hydrodynamiques (DOLAG, VAZZA *et al.* 2005; IAPICHINO *et al.* 2011; NAGAI, LAU *et al.* 2013; ZHURAVLEVA, CHURAZOV, A. KRAVTSOV, LAU *et al.* 2013; MINIATI 2014) ont permis de comprendre que ces deux processus agitent le gaz et peuvent générer une pression dont la valeur pourrait atteindre  $\sim 10\%$  à  $r_{500}$  et  $\sim 30\%$  à  $r_{200}$  de celle de la pression thermique, selon les études de LAU *et al.* (2009), VAZZA, BRUNETTI *et al.* (2009), BATTAGLIA *et al.* (2012) et K. NELSON *et al.* (2014). L'une des manifestations observables de ces processus sont les fronts froids. Ce sont des grands arc dans la brillance de surface X dont le côté le plus brillant et le plus dense est plus froid (VIKHLININ, MARKEVITCH *et al.* 2001; MARKEVITCH, GONZALEZ *et al.* 2002). Ces fronts sont présents dans la majorité des amas de galaxies (voir la revue MARKEVITCH & VIKHLININ 2007). Ils se forment notamment à l'intersection des atmosphères de deux halos de matière qui fusionnent II est également possible que de plus petits halos de matière viennent perturber le milieu intra-amas engendrant un mouvement de ballottement (« sloshing ») tel qu'il a été analysé au sein de l'amas Perseus par ZUHONE & ROEDIGER (2016). Le gaz plus froid contenu au centre de l'amas est ballotté vers l'extérieur de la structure où il rencontre un milieu intra-amas avec une entropie, température, densité et abondance différente. Les fronts froids sont donc des indicateurs des mouvements d'ensemble du milieu intra-amas ainsi que des mouvements turbulents induits par la chute ou le passage de sous-groupes ou sous-halos au sein d'un amas de galaxies dit principal.

Ces sous-groupes, en se déplaçant au sein du milieu intra-amas, perçoivent ce dernier comme un vent qui, si son intensité est suffisamment élevée, peut surmonter le potentiel gravitationnel du sous-groupe et ainsi éjecter son gaz. Ce phénomène est appelé « ram-pressure stripping » (littéralement décapage par pression bélier). Ce dernier à été observé, par exemple, dans l'amas A3627 (Sun *et al.* 2010) ainsi que dans l'amas Virgo (M86, M89, M60 et M49, EHLERT *et al.* 2013; KRAFT *et al.* 2017; WOOD *et al.* 2017). Certains sous-groupes subissant ce phénomène exhibent une très longue queue de matière pouvant atteindre plusieurs centaines de kpc (e.g Hydra A, A85 ou A2142, ECKERT, MOLENDI *et al.* 2014; DE GRANDI *et al.* 2016).



FIGURE 5.4 – Écoulement du gaz intra-amas (flèches noires) autour d'une galaxie elliptique tombant au sein de son amas parent. Les contours violets représentent les isopycnes du gaz galactique éjecté. Crédits : ROEDIGER *et al.* (2015)

Ces jets peuvent également créer des cavités qui montent à travers le milieu intra-amas et déplacent le gaz ambiant. Ces cavités peuvent alors céder leur énergie par l'injection de mouvements turbulents dans leur sillage (CHURAZOV et al. 2001; BRUGGEN & KAISER 2002; SU et al. 2017) au travers d'instabilités de Rayleigh-Taylor. La figure 5.5 montre le jet AGN d'une galaxie active ainsi que la présence de cavités au sein du gaz émettant en X. On observe également que ces jets peuvent s'étendre sur plusieurs centaines de kpc. Des mouvements turbulents peuvent se former le long de ces jets par instabilité de Kelvin-Helmholtz. De même, le lobe du jet AGN percute le milieu intra-amas et de la turbulence peut être injectée à ce dernier à des échelles correspondant à la taille de ce lobe.

Les mouvements turbulents du gaz peuvent également maintenir et amplifier les champs magnétiques des amas via des processus dynamo (ROETTIGER *et al.* 1999: SUBRAMANIAN *et al.* 20 La figure 5.4 représente l'éjection du gaz contenu dans une galaxie tombant au sein d'un amas de galaxies. On remarque directement que ce gaz éjecté est animé de mouvements turbulents tout au long de la queue.

Alors que les fusions sont certainement la principale source des mouvements turbulents dans la majeure partie du gaz intra-amas, la rétroaction des noyaux actifs de galaxies (AGN) est vraisemblablement le mécanisme dominant qui perturbe le gaz au coeur des amas dit « cool-core » (BREGMAN *et al.* 2006). Cette activité AGN permet d'expliquer le faible taux de formation d'étoiles au sein de ces structures. En effet, cette rétroaction peut expulser le gaz froid formant des étoiles par le biais de jets ultra-relativistes appelés « jets AGN ».



FIGURE 5.5 – Image composite de la galaxie Cygnus A. L'émission X (en bleu) trace le gaz intra-amas chaud et l'émission radio (en rouge) trace les jets AGN résultant de l'activité du noyau galactique. Crédits : R. BLANDFORD *et al.* (2019)

(ROETTIGER et al. 1999; SUBRAMANIAN et al. 2006; LAZARIAN 2006) et contribuer à l'accélération des

rayons cosmiques (BRUNETTI & LAZARIAN 2007).

De nombreux processus sont à l'origine des mouvements turbulents présents au sein du gaz intra-amas. Ces derniers génèrent une pression non thermique contribuant à la pression totale observée :

$$P_{\rm turb} = \frac{1}{3} \rho_{\rm g} \sigma_{\rm turb}^2 \tag{5.7}$$

où  $\sigma_{turb}^2$  est la dispersion de vitesse turbulente. Remarquons que dans le cas où le champ de vitesse turbulent est anisotrope, il est pertinent de décomposer la dispersion de vitesse en une contribution radiale  $\sigma_r^2$  et une contribution tangentielle  $\sigma_t^2$ , comme que le rappellent par exemple LAU *et al.* (2009) qui ont déduit de simulations numériques que les mouvements turbulents du gaz contribuaient pour 5 - 15% de la pression totale au sein d'amas cool-core. LAGANÁ *et al.* (2010) ont étudié l'impact de cette pression sur la masse de cinq amas de galaxies et leur résultat est illustré par la figure 5.6.



FIGURE 5.6 – Variation du profil de masse hydrostatique due à la contribution de la pression turbulente à la pression totale pour cinq amas de galaxies. La courbe rouge montre la masse hydrostatique thermique et la ligne verte représente la masse maximale atteinte en fonction de la dispersion des vitesses radiales et tangentielles. Figure extraite de LAGANÁ *et al.* (2010).

Compte tenu de la superposition entre les mouvements dus à la rétroaction AGN et ceux induits par les fusions à plus grande échelle, une des motivations de mon étude est de savoir s'il sera possible de différencier, par les observations, ces processus injectant de l'énergie au sein du gaz sous forme de turbulence. Nous en reparlerons dans le chapitre 6

#### 5.2.4 Impact de la pression non-thermique sur la masse des amas

Étant donné tout ce que nous venons de voir, il est clair que l'hypothèse selon laquelle seule la pression thermique constitue la pression totale du gaz intra-amas est très réductrice. Il se peut même qu'elle biaise alors les estimations des propriétés physiques des amas, notamment leur masse. Or, l'estimation des masses des amas de galaxies est essentielle afin de contraindre au mieux les paramètres cosmologiques tels que  $\sigma_8$  ou  $\Omega_m$ . J'ai présenté des les paragraphes ci-dessus les processus non-thermiques qui prennent place au sein de ces structures. L'équilibre hydrostatique devient donc un équilibre magnéto-hydrostatique que l'on peut écrire

$$\frac{d(P_{g} + P_{B} + P_{cr} + P_{turb})}{dr} = -\rho_{g} \frac{GM_{tot}(r)}{r^{2}}.$$
(5.8)

Toujours sous l'hypothèse de symétrie sphérique des amas de galaxies, la masse totale des amas s'exprime alors

$$M_{\text{tot}}(r) = -\frac{k_{\text{B}}T(r)}{G\mu m_{\text{p}}}r\left(\frac{d\ln\rho_{\text{g}}}{d\ln r} + \frac{d\ln T}{d\ln r}\right) - \frac{r^2}{8\pi\rho_{\text{g}}(r)G}\frac{dB(r)^2}{dr} - \frac{r^2}{\rho_{\text{g}}(r)G}\frac{dP_{\text{cr}}}{dr} - \frac{r^2}{2\rho_{\text{g}}(r)G}\frac{d}{dr}\left(\rho_{\text{g}}(r)\sigma_{\text{r}}^2(r)\right) - \frac{r}{G}\left(2\sigma_{\text{r}}^2(r) - \sigma_{\text{t}}^2(r)\right).$$
(5.9)

LAGANÁ *et al.* (2010) ont montré, pour les amas qu'ils ont étudiés, que la contribution de la pression turbulente était faible ( $0.007 < P_{turb}/P_{tot} < 0.06$ ) relativement à la pression magnétique ( $0.005 < P_{B}/P_{tot} < 0.20$ ) et à celle due aux rayons cosmiques ( $0.11 < P_{cr}/P_{tot} < 0.34$ ).



FIGURE 5.7 – Comparaison des profils de masse hydrostatique thermique (ligne rouge) avec les profils de masse maximale hydrostatique après inclusion des contributions non-thermiques discutées ci-dessus (voir sections 5.2.1, 5.2.2, 5.2.3). La région bleue représente toutes les variations de profil de masse dues à toutes les combinaisons possibles pour les trois contributions non-thermiques. Figure extraite de LAGANÁ *et al.* (2010).

Les résultats présentés par LAGANÁ *et al.* (2010) ne donnent pas une description universelle des contributions non-thermiques observées dans les amas de galaxies. En effet, de nombreuses études (VAZZA, ANGELINELLI *et al.* 2018; ECKERT, GHIRARDINI *et al.* 2019, e.g.) nous indiquent que le gaz intra-amas est animé de mouvements turbulents à toutes les échelles et que la pression non-thermique générée par cette turbulence pourrait atteindre jusqu'à 10% de la pression thermique. La difficulté réside dans l'observation de cette contribution turbulente qui est encore aujourd'hui extrêmement complexe. C'est dans cette direction que j'ai orienté mon étude : caractériser la turbulence au sein des amas de galaxies en fonction de leur propriétés physiques ainsi que évaluer les capacités de détection et de caractérisation de ces mouvements turbulents, notamment par le satellite *Athena*.

## 5.3 Caractérisation de la turbulence du gaz intra-amas

Commençons par rappeler quelques éléments essentiels simples. La théorie de la turbulence isotrope et homogène, initialement développée principalement par Andreï Kolmogorov, est une théorie qui fournit une prédiction du spectre d'énergie d'un écoulement turbulent homogène et isotrope. Kolmogorov a prouvé que même si la vitesse d'un écoulement turbulent homogène isotrope fluctuait de manière imprévisible, la quantité d'énergie cinétique présente en moyenne à une échelle donnée (appelée spectre d'énergie) est prédictible.

### 5.3.1 Spectre d'énergie des mouvements turbulents

Pour un champ de vitesse homogène dans l'espace, une description spectrale est particulièrement appropriée, permettant d'examiner les propriétés en fonction du nombre d'onde k. L'énergie cinétique totale par unité de masse de ce champ s'exprime selon

$$E = \frac{1}{2} \langle \vec{u}^2 \rangle = \frac{1}{2V} \iiint_V \vec{u}(\boldsymbol{x}) \cdot \vec{u}(\boldsymbol{x}) d\boldsymbol{x}$$
(5.10)

où V est le volume occupé par le champ et u(x) le champ de vitesse turbulent. Ce dernier peut être décrit par son expansion en série de Fourier

$$u(\boldsymbol{x}) = \int u_{\boldsymbol{k}} e^{i2\pi\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}} d\boldsymbol{k}.$$
(5.11)

Les coefficients  $u_{\mathbf{k}}$  sont des valeurs complexes définies telles que  $u_{\mathbf{k}} = u_{-\mathbf{k}}^{\star} = |u_{\mathbf{k}}|e^{i\Phi_{\mathbf{k}}}$ , et  $|u_{\mathbf{k}}|$  représente le module de  $u_{\mathbf{k}}$  et  $\Phi_{\mathbf{k}}$  sa phase. Les mouvements turbulents peuvent être vues comme des fluctuations de vitesse par rapport à une vitesse d'ensemble. Ainsi il est attendu que  $\langle u(\mathbf{x}) \rangle = 0$ . Le spectre de puissance  $P_{3d}(\mathbf{k})$  de ce champ turbulent est défini par

$$\langle u_{\boldsymbol{k}} u_{\boldsymbol{k}} \rangle = \delta_{\boldsymbol{k},-\boldsymbol{k}} P_{3d}(\boldsymbol{k}). \tag{5.12}$$

De plus l'hypothèse d'isotropie de ce champ turbulent implique que  $P_{3d}(\mathbf{k}) = P_{3d}(k = ||\mathbf{k}||)$ . Dans l'espace de Fourier, l'énergie cinétique totale par unité de masse de ce champ turbulent est aussi définie comme l'intégrale du spectre de puissance  $P_{3d}$  de ce dernier. Ainsi

$$E = \frac{1}{2} \iiint P_{\rm 3d}(\boldsymbol{k}) d\boldsymbol{k}, \tag{5.13a}$$

$$P_{\rm 3d}(\boldsymbol{k}) = \iiint R_{\rm 3d}(\boldsymbol{r}) e^{-2\pi i \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{r}} d\boldsymbol{r}$$
(5.13b)

$$R_{3d}(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{V} \iiint u(\boldsymbol{x})u(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{r})d\boldsymbol{x}.$$
(5.13c)

avec  $R_{3D}$  la fonction d'auto-corrélation du champ u(x). Ces équations nous disent que le spectre de puissance et la fonction d'auto-corrélation traduisent essentiellement les propriétés statistiques que nous souhaitons connaître sur le champ de vitesse. La présence de champs magnétiques peut ajouter une anisotropie globale et/ou locale à la turbulence purement hydro-dynamique. Ici, je me concentre sur la seule turbulence hydrodynamique et considère que cette dernière est homogène et isotrope ce qui me permet d'exprimer l'énergie totale contenue dans le volume V par

$$E = \iiint E(\mathbf{k})d\mathbf{k} = \int_0^\infty \left[\oint k^2 E(\mathbf{k})d\sigma\right]dk$$
(5.14)

avec  $E(\mathbf{k})$  la densité spectrale d'énergie par unité de masse et  $d\sigma = \sin \theta_1 d\theta_1 d\theta_2$ . Ainsi le spectre d'énergie isotrope E(k) peut s'exprimer comme

$$E(k) = \oint k^2 E(\mathbf{k}) d\sigma = \frac{1}{2} \oint k^2 P_{3d}(\mathbf{k}) d\sigma = \frac{1}{2} \oint k^2 P_{3d}(k) d\sigma, \qquad (5.15)$$

où l'on a appliqué, dans la dernière égalité, les conséquences de l'isotropie. Cette équation nous permet de mettre en évidence, en intégrant sur l'angle solide, la relation entre le spectre d'énergie et le spectre de puissance du champ de vitesse de la turbulence homogène et isotrope :

$$E(k) = 2\pi k^2 P_{\rm 3d}(k). \tag{5.16}$$

E(k) traduit la quantité d'énergie emmagasinée sous forme de mouvements turbulents dans la bande de nombres d'onde [k, k + dk]. RICHARDSON (1922) comprit qu'un transfert d'énergie entre les bandes de nombres d'onde était en jeu au sein d'une turbulence pleinement développée. Il a même écrit un court poème pour décrire son idée :

"Big whirls have little whirls, That feed on their velocity; And little whirls have lesser whirls, And so on to viscosity."

Lewis Fry Richardson (1922)

Andreï Kolmogorov en 1941 fut le premier physicien à formaliser cette idée (KOLMOGOROV 1941). Il a défini le taux de transfert d'énergie  $\tau_{\rm E}$  comme suit :

$$\tau_{\rm E} = \int_0^\infty 2\nu k^2 E(k) dk \tag{5.17}$$

avec  $\nu$  la viscosité cinématique du gaz intra-amas. Le taux de transfert d'énergie  $\tau_{\rm E}$  contrôle également la densité d'énergie spectrale. La théorie de Kolmogorov (dite K41) suppose que le nombre d'onde  $k_i$  correspondant à l'échelle à laquelle l'énergie à été injectée est bien inférieur au nombre d'onde  $k_d$  pour lequel l'énergie turbulente se dissipe ( $k_i \ll k_d$ ), ce qui revient également à considérer un grand nombre de Reynolds Re (voir par exemple FRISCH 1995). Ce nombre se définit selon

$$\operatorname{Re} = \frac{u\mathrm{D}}{\nu} \tag{5.18}$$

où D est la taille caractéristique de la perturbation (p.ex. un obstacle) et u la vitesse d'écoulement du gaz à cette échelle.



FIGURE 5.8 – Schéma de la cascade turbulente décrite par RICHARDSON (1922) et formalisée par KOLMOGOROV (1941). De l'énergie est injectée ( $k \le k_i$ , zone violette) engendrant des tourbillons de taille caractéristique  $l_i$ . Ces tourbillons de grande taille cèdent de l'énergie suivant une loi de puissance d'indice spectral  $\alpha$  à des tourbillons de taille plus petite ( $k_i < k < k_d$ , zone bleue) jusqu'à ce que cette énergie soit dissipée en chaleur ( $k \ge k_d$ , zone verte).

Le nombre de Reynolds est typiquement utilisé pour déterminer si l'écoulement est laminaire (Re < 2300), transitoire (2300 < Re < 4000) ou turbulent (Re > 4000). Ces valeurs précises correspondent à ce qu'on mesure dans des tuyaux cylindriques en ingénierie et peuvent être donc légèrement différentes dans le gaz intra-amas. Ce nombre représente le rapport entre deux vitesses : u la vitesse d'écoulement du fluide (à l'échelle considérée, donc D ici) et la vitesse  $v = \nu/D$  qui représente la vitesse de transport ou diffusion de la quantité de mouvement à travers les différentes couches du fluide sur une taille D. Lorsque Re  $\gg$  1, la turbulence du gaz est dite « développée ». C'est dans ce régime de turbulence développée que la cascade turbulente apparaît sur un domaine d'échelles appelé « régime inertiel ». L'idée directrice de cette cascade est qu'une quantité d'énergie cinétique est injectée dans le milieu intra-amas à une échelle caractéristique  $k_i$  (ou éventuellement, comme on le verra plus loin, plusieurs échelles), appelée « échelle d'injection » (voir section 5.3.1.2), par le biais d'un mécanisme comme la fusion des structures, l'accrétion de matière ou encore l'activité AGN. Des mouvements turbulents émergent alors, forment des tourbillons de taille  $(l_i = 1/k_i)$  caractéristique du processus d'injection. De là, les tourbillons de grandes tailles engendrent de plus petits tourbillons en suivant une loi de puissance  $\alpha = -5/3$  (voir section 5.3.1.1). De la sorte, l'énergie cinétique injectée à l'échelle  $k_i$ cascade jusqu'à une échelle caractéristique  $k_{d}$  (voir section 5.3.1.3) à laquelle les tourbillons disparaissent et l'énergie cinétique est dissipée dans le milieu intra-amas sous forme de chaleur par l'action de la viscosité.

#### 5.3.1.1 L'indice spectral

Avec quelques hypothèse raisonnables, on peut très simplement déterminer la valeur de l'exposant  $\alpha$  de la loi de puissance. Dans l'intervalle  $[k_i, k_d]$ , la théorie K41 ne considère aucune interaction à distance, et la densité spectrale de flux est seulement fonction du nombre d'onde et du taux de transfert d'énergie :

$$E(k) = f(\tau_{\mathsf{E}}, k) = \tau_{\mathsf{E}}^{\alpha} k^{\beta}.$$
(5.19)

Ici, ni le forçage ni la viscosité ne sont explicitement importants, et une analyse dimensionnelle simple permet de trouver

$$E(k) = C_{\rm K} \tau_{\rm E}^{2/3} k^{-5/3} \tag{5.20}$$

où C<sub>K</sub> est la constante sans dimension de Kolmogorov (expérimentalement voisine de l'unité).

#### 5.3.1.2 L'échelle d'injection

L'échelle d'injection  $l_i = 1/k_i$  est une notion hydro-dynamique typique. C'est l'échelle à laquelle l'écoulement laminaire est perturbé et transformé en mouvements turbulents.

Prenons un exemple simple pour l'illustrer. Considérons un cylindre de rayon r au sein duquel un écoulement laminaire est instauré. Plaçons ensuite au centre de ce cylindre une petite sphère de taille caractéristique D. Si la vitesse d'écoulement du fluide est suffisamment grande (i.e. si le Re est assez grand), cet obstacle induit une rupture de l'écoulement laminaire et la création de mouvements turbulents constitués de tourbillons de taille similaire,  $l_i \simeq D$  (voir figure 5.9 gauche). Pour un nombre de Reynolds faible l'obstacle ne perturbe pas suffisamment le flot, et l'écoulement reste laminaire. Si on augmente la vitesse de l'écoulement (et ainsi Re) des petits tourbillons émergent au contact de l'obstacle : c'est l'écoulement transitoire. Enfin, pour un nombre de Reynolds élevé, l'obstacle perturbe l'écoulement et des mouvements turbulents apparaissent. La taille du plus grand tourbillon sera approximativement égale à la taille l'obstacle qui a perturbé l'écoulement laminaire.



FIGURE 5.9 – Gauche : Schéma des trois états d'un écoulement (laminaire, transitoire et turbulent). Droite : Spectre d'énergie de la turbulence homogène et isotrope pour différentes échelles d'injection  $l_i = [100, 200, 300, 500, 1000]$  kpc. L'échelle de dissipation est ici fixée à 10 kpc.

La figure 5.9 (droite) représente le spectre d'énergie de Kolmogorov pour différentes échelles d'injection. On voit sur cette figure que la forme du spectre est fortement dépendante de l'échelle à laquelle l'énergie est convertie en mouvements turbulents. Cette échelle d'injection  $l_i$  dépend du processus perturbant le champ de vitesse du gaz intra-amas. Par exemple, les fusions d'amas peuvent injecter de l'énergie à une échelle caractéristique de la taille des amas de galaxies qui fusionnent (~ 400 - 1000 kpc) en considérant les étendues des amas du catalogue MCXC présentées sur la figure 4.26a). Le processus de ram pressure stripping mentionné plus haut ainsi que les AGN (par leurs jets et les cavités flottantes générées) peuvent, eux, injecter de l'énergie turbulente à des échelles plus petites (~ 100 - 200 kpc).

#### 5.3.1.3 L'échelle de dissipation

Il est possible de définir, pour chaque échelle  $k > k_i$ , un nombre de Reynolds local  $\operatorname{Re}_k$ . On peut montrer qu'au-dessus d'un certain nombre d'onde  $k_d$ , la viscosité  $\nu_k$  deviendra plus importante que la quantité  $(uD)_k$ , i.e.  $\operatorname{Re}_k$  faible. Dans ce régime, appelé régime dissipatif, la densité d'énergie turbulente E(k) ne se transfère plus d'échelle à échelle mais se dissipe en chaleur sous l'action de la viscosité. pour des échelles  $k > k_d$ , l'écoulement retourne dans un état laminaire (si le gaz est animé d'un mouvement d'ensemble). Ainsi, le spectre d'énergie turbulente entier peut être grossièrement modélisé par

$$E(k) = 0 \quad \text{si } k < k_{i} \tag{5.21}$$

$$E(k) = C_{\rm K} \tau_{\rm E}^{2/3} k^{-5/3} \quad \text{si } k_{\rm i} < k < k_{\rm d} \quad (5.22)$$

$$E(k) = 0 \quad \text{si } k > k_{d}. \tag{5.23}$$

Des simulations numériques ont démontré que des mouvements turbulents au sein des amas perturbés peuvent être observés sur un intervalle d'échelle



FIGURE Spectre 5.10 d'énergie \_ la turbulence homogène et de isotrope dissipée à différentes échelles [10, 20, 30, 40, 50] kpc. L'échelle  $l_d =$ d'injection est fixé à 1000 kpc.

très étendu (VAZZA, ANGELINELLI *et al.* 2018). On peut alors résoudre l'équation 5.17 en considérant le cas  $k_{i} \ll k_{d}$  qui traduit une injection d'énergie à une échelle très supérieure à l'échelle de dissipation. On obtient :

$$k_d = \left(\frac{2\tau_{\rm E}^{1/3}}{3\nu C_{\rm K}} + k_{\rm i}^{4/3}\right)^{3/4} \tag{5.24}$$

 $l_{d} = 1/k_{d}$  est l'échelle de dissipation à laquelle les mouvements turbulents sont dissipés par la viscosité.

## 5.4 Observer la turbulence dans les amas de galaxie

Notre compréhension actuelle est que la majeure partie de la matière ordinaire (les baryons) dans l'Univers est dans un état tiède (« Warm-Hot »), à la fois à l'intérieur des puits de potentiel gravitationnel de groupes et d'amas de galaxies et au sein du gaz inter-galactique présent dans les filaments cosmiques entre les régions les plus denses de la toile cosmique. L'étude de la formation et de l'évolution de ces puits de potentiel, ainsi que de la manière et du moment où la matière piégée en leur sein est enrichie chimiquement, peut être abordée d'une manière unique par des observations en rayons X, en combinant des images à grand champ avec une spectroscopie à haute résolution. Grâce à de telles observations, on peut avoir accès en particulier aux propriétés turbulentes du gaz, notamment par les mesures des centroïdes de vitesse et des dispersions de la vitesse le long des lignes de visées.

#### 5.4.1 Mesure de la vitesse turbulente du gaz intra-amas

#### Décalage spectral :

Les mouvements du gaz intra-amas se traduisent principalement par un décalage Doppler des raies d'émission spectrales des rayons X. L'intensité du décalage est donnée par

$$\Delta E = E_{\text{raie}} \times \frac{v_{\text{tot}}}{c} \tag{5.25}$$

où  $E_{raie}$  est la position en énergie de la raie spectrale pour un gaz au repos et  $v_{tot}$  est la vitesse totale le long de la ligne de visée. Cette vitesse totale peut être décomposée selon

$$v_{\text{tot}} = v_{\text{bulk}} + v_{\text{turb}} \tag{5.26}$$

avec  $v_{\text{bulk}}$  la vitesse d'ensemble du gaz et  $v_{\text{turb}}$  la vitesse turbulente.

En réalité, les spectromètres à bord des satellites X ne peuvent mesurer qu'un décalage spectral intégré sur la ligne de visée. Ce décalage, fonction de la quantité de matière présente le long de la ligne de visée, correspond à ce que l'on appelle centroïde de vitesse. Cette quantité est définie par

$$\bar{v}_{||}(\vec{r}_{\perp}) = \int v_{||}(\vec{r}) \epsilon_{\mathbb{N}}(\vec{r}) \ dr_{||}$$
(5.27)

où  $v_{||}$  est la composante parallèle à la ligne de visée de la vitesse et  $\epsilon_N$  est l'émissivité X normalisée. Cette dernière est définie par

$$\epsilon_{\mathbb{N}}(\vec{r}) = \frac{\epsilon(\vec{r})}{\int \epsilon(\vec{r}) \, dr_{||}}.$$
(5.28)

Techniquement, la grandeur  $\bar{v}_{\parallel}(\vec{r}_{\perp})$  se déduit simplement des décalages spectraux en énergie mentionnés cidessus selon  $\bar{v}_{\parallel}(\vec{r}_{\perp}) = c \, \delta E / E_{\text{raie}}$ , où  $\delta E$  représente la moyenne des décalages spectraux Doppler intégrés sur la ligne de visée (voir par exemple CLERC *et al.* 2019, qui s'intéressent en particulier aux centroïdes des vitesses turbulentes).

La mesure de ces vitesses est un véritable défi car 1% d'incertitude dans la mesure du décalage spectral entraîne une erreur de  $\simeq 3000 \text{ km.s}^{-1}$  (SIMIONESCU *et al.* 2019). La résolution spectrale des instruments des satellites *Chandra* et XMM-Newton ne permettent pas de mesurer avec précision le décalage des raies d'émission afin d'en déduire la vitesse  $v_{tot}$ . Cependant, des observations par le satellite *Susaku* ont permis de placer des limites supérieures à ces mouvements du gaz intra-amas. OTA *et al.* (2007) ont mesuré  $v_{tot} \le 1400 \text{ km.s}^{-1}$  dans l'amas du Centaure et SUGAWARA *et al.* (2009) ont montré que l'amas Abell 2319 exhibait une vitesse d'ensemble inférieure à 2000 km.s<sup>-1</sup>. Les données *Susaku* ont également permis de mesurer cette vitesse pour quelques amas remarquables. Par exemple, au sein de l'amas Abell 2256, qui est actuellement dans une phase de fusion, une vitesse d'ensemble  $v_{tot} = 1500 \pm 300 (\text{sys}) \pm 300 (\text{sys}) \text{ km.s}^{-1}$  à été mesurée (TAMURA, HAYASHIDA *et al.* 2011). L'amas de Persée, quant à lui, montre une vitesse  $v_{tot} \sim (150 - 300) \text{ km.s}^{-1}$  (TAMURA, YAMASAKI *et al.* 2014). Ce gradient de vitesse coïncide spatialement avec le front froid observé à l'ouest de l'amas.

#### Elargissement spectral :

En plus de leur décalage, les largeurs des raies spectrales d'émission encodent également de l'information importante sur la dynamique du gaz intra-amas. Les mouvements thermiques des ions présents dans la gaz intra-amas, les mouvements turbulent du gaz le long de la ligne de visée ainsi que la réponse de l'instrument contribuent à la largeur observée  $W_{obs}$  d'une raie :

$$W_{\text{obs}}^2 = W_{\text{th}}^2 + W_{\text{turb}}^2 + W_{\text{inst}}^2.$$
(5.29)

La contribution des mouvements thermiques à la largeur de la raie pour un gaz de température T est simplement

$$W_{\rm th} = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{k_{\rm B}T}{\mu_{\rm A}m_{\rm p}}} \tag{5.30}$$

avec  $m_p$  la masse du proton,  $\mu_A$  la masse atomique de l'élément considéré et  $k_B$  la constante de Boltzmann.  $\nu_0$  représente la fréquence de la raie. Un élargissement de la raie d'émission peut s'ajouter à la contribution thermique lorsque le gaz intra-amas est également animé des mouvements turbulents. Cet élargissement dû à la turbulence s'écrit

$$W_{\text{turb}} = \frac{\nu_0}{c} \sigma_{v_{||}} \tag{5.31}$$

où  $\sigma_{v_{||}}$  est l'écart type de la composante de la vitesse turbulente parallèle à la ligne de visée. Si l'on considère que la turbulence est isotrope, alors  $\sigma_{v_{||}}^2 = \sigma_v^2/3$ , où  $\sigma_v$  est la variance de la vitesse turbulente tridimensionnelle. Dans la réalité, de même que pour les décalages spectraux, les dispersions mesurées sont des quantités intégrées le long de la ligne de visée :

$$\sigma_{||}^2(\vec{r}_\perp) = \int v_{||}^2(\vec{r}) \epsilon_{\mathbb{N}}(\vec{r}) \ dr_{||} - \bar{v}_{||}^2(\vec{r}_\perp).$$
(5.32)

Les premières études visant à quantifier le niveau de turbulence au centre des amas de galaxies à partir de l'élargissement des raies X ont été effectuées à l'aide de l'instrument RGS (Reflection Grating Spectrometer) à bord de *XMM-Newton*. La limite  $v_{turb} < 274 \text{ km.s}^{-1}$  fut trouvée pour l'amas Abell 1835 (J. S. SANDERS, FABIAN, SMITH *et al.* 2010) tandis que  $v_{turb} < 206 \text{ km.s}^{-1}$  fut déterminée pour Abell 3112 (BULBUL *et al.* 2012). PINTO *et al.* (2015) ont mené des études similaires sur l'échantillon CHEERS (CHEmical Enrichment RGS cluster Sample) de galaxies, de groupes et d'amas de galaxies. Parmi les 44 objets de l'échantillon, la moitié présente des vitesses turbulentes inférieures à 350 km.s<sup>-1</sup> tandis que environ un quart exhibe des vitesses turbulentes supérieures à 700 km.s<sup>-1</sup>. Ces résultats ont été obtenus pour des objets proches (z < 0.1) et pour des observations longue durée ( $t_{exp} \sim 200 \text{ ks}$ ) de ces derniers. De plus, en raison de la faible sensibilité de l'instrument, ces observations se sont limitées au centre de ces objets où la contribution de la pression turbulente n'est pas très élevée.

Pour pallier ces limites, l'agence spatiale européenne prépare la mission scientifique Athena, dont le lancement est, pour le moment prévu, pour juillet 2033. La résolution spectrale sans précédent de l'instrument X-IFU à bord de cet observatoire nous permettra de mesurer la vitesse du gaz intra-amas avec une précision inégalée dans ce domaine. De plus, la sensibilité l'instrument X-IFU permettra d'observer des amas plus lointains avec un plus court temps d'exposition. Il sera également capable de sonder, grâce à sa sensibilité, la périphérie des amas de galaxies, où l'on prédit que des mouvements turbulents contribuent jusqu'à  $\sim 10-15\%$ de la pression totale (VAZZA, ANGELINELLI *et al.* 2018; ECKERT, GHIRARDINI *et al.* 2019).

#### 5.4.2 La mission scientifique Athena

Le Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics (*Athena*) est une mission spatiale proposée pour aborder le thème scientifique « L'univers chaud et énergétique », qui a été sélectionné en 2014 par l'ESA dans son programme Cosmic Vision. En particulier, il correspond à trois objectifs scientifiques clés :

- Déterminer comment et quand les grandes structures de l'Univers se sont formées et étudier leur évolution depuis leur formation jusqu'à nos jours.
- Effectuer une étude complète de la croissance des trous noirs dans l'Univers, déterminer les processus physiques responsables de cette croissance et de son influence à plus grande échelle. Retracer ces phénomènes énergétiques et transitoires jusqu'aux premières époques cosmiques.
- Apporter une contribution unique à l'astrophysique dans les années 2030 en explorant les phénomènes de haute énergie dans tous les contextes astrophysiques, y compris ceux qui restent à découvrir.



FIGURE 5.11 – Observatoire spatial *Athena*. Le miroir du télescope est situé à l'avant. La charge utile scientifique est située à l'arrière. La longueur focale du télescope est de 12 mètres. Crédits : X-IFU Consortium

Afin de mener à bien ces objectifs scientifiques ambitieux, l'observatoire Athena sera équipé de deux instruments : le Wild Field Imager (WFI, MEIDINGER *et al.* 2014) et le X-Integral Field Unit (X-IFU, RAVERA *et al.* 2014).

#### 5.4.2.1 Le Wide Field Imager

Le Wide Field Imager (WFI, figure 5.12a) est l'un des deux instruments scientifiques proposés pour l'observatoire Athena. Il fournira une imagerie dans la bande [0.1-15] keV sur un large champ de vue  $(40' \times 40')$ . Cet instrument sera doté d'une résolution angulaire inférieure à cinq secondes d'arc et d'une résolution spectrale inférieure à 150 eV. Ces propriétés font du WFI un instrument très puissant, dépassant considérablement les capacités existantes. Par exemple, AIRD *et al.* (2013) prédisent que le WFI permettra de réaliser des relevés deux ordres de grandeur plus rapidement qu'avec *Chandra* ou *XMM-Newton*. Un résumé des principales caractéristiques de l'instrument est présenté dans la table 5.12b.



(a) Schéma de l'instrument *Athena/WFI* et de ces principaux sous-systèmes. Crédits : WFI Team.

(b) Performance clés de l'instrument *Athena/X-IFU*. Crédits : MEIDINGER *et al.* (2014).

Le WFI produira des relevés grand champ avec une bonne résolution spectrale et une excellente capacité de collecte. Prenant également en compte la résolution angulaire moyenne du champ de vue, nettement meilleure par rapport à celle de *XMM-Newton*, la sensibilité des relevés WFI sera supérieure à celle de toute mission X existante. Bien que cet instrument de nouvelle génération nous permettra d'étudier les amas de galaxies ainsi que les systèmes multiples tel que PLCK G214.6+37.0 avec plus de précision, mon intérêt se porte principalement sur l'autre instrument de la mission *Athena*, plus pertinent encore pour caractériser la turbulence du gaz intra-amas.

#### 5.4.2.2 Le X-Integral Field Unit

Le X-Integral Field Unit (X-IFU, figure 5.13a) est l'autre instrument qui sera à bord de l'observatoire Athena. Cet instrument est un spectromètre cryogénique de rayons X, basé sur un large déploiement de capteurs TES (Transition Edge Sensor), offrant une résolution spectrale de 2.5 eV, une résolution spatiale de cinq secondes d'arc sur un champ de vue de 5 minutes d'arc. Le X-IFU aura une sensibilité dans le domaine des rayons X jamais atteinte auparavant. Un résumé des principales caractéristiques de l'instrument est présenté dans la table 5.13b.



(a) Schéma de l'instrument *Athena/X-IFU* et de ses principaux sous-systèmes. Crédits : RAVERA *et al.* (2014).

Parameter	Requirements
Energy range	0.3-12 keV
Energy resolution: E < 7 keV	2.5 eV (250 x 250 µm TES pixel)
Energy resolution: E > 7 keV	$E/\Delta E = 2800$
Field of View	5' (diameter) (3840 TES)
Detector quantum efficiency @ 1 keV	>60%
Detector quantum efficiency @ 7 keV	>70%
Gain error (RMS)	0.4 eV
Count rate capability – faint source	1 mCrab (>80% high-resolution events)
Count rate capability – bright source	1 Crab (>30% low-resolution events)
Time resolution	10 µs
Non X-ray background	< 5 10 <sup>-3</sup> counts/s/cm <sup>2</sup> /keV

(b) Performance clés de l'instrument *Atheta/X-IFU*. Crédits : RAVERA *et al.* (2014).

Cette unité sera capable de mesurer de très petits décalages dans le spectre d'émission des éléments lourds (principalement le fer) au sein du milieu intra-amas, décalages étroitement liés au champ de vitesse (voir section 5.4.1. Les principaux objectifs scientifiques de cet instrument sont :

- Caractérisation physique de l'univers chaud et énergétique, y compris le diagnostic plasma, les mesures de spin des trous noirs, les vents galactiques, les vents et les jets AGN, les jets stellaires, l'échange de charge du vent solaire, etc.,
- Détection de raie spectroscopique faible, permettant la détection des raies d'absorption et d'émission non résolues des filaments de milieu inter-galactique tiède et des caractéristiques spectrales faibles produites par des espèces ioniques ou des états d'ionisations inhabituels,
- Cartographie spectroscopique du gaz intra-amas, permettant de mesurer les mouvements d'ensemble ainsi que la turbulence du gaz, les abondances chimiques et la distribution spatiale de ces paramètres et d'autres paramètres physiques avec une résolution sans précédent.

L'un des principaux objectifs scientifiques de l'instrument X-IFU est donc la mesure des vitesses d'ensemble et turbulentes dans les amas de galaxies. L'incertitude attendue sur la mesure de la vitesse d'ensemble par cet instrument est d'environ  $20 \text{ km.s}^{-1}$  et la vitesse turbulente minimale qui pourra être mesurée par X-IFU sera de  $30 \text{ km.s}^{-1}$  (RAVERA *et al.* 2014). Ces caractéristiques techniques nous permettront de sonder les champs de vitesse avec une précision inégalée aujourd'hui, et ouvriront la porte à une caractérisation des processus non-thermiques en jeu au sein du gaz intra-amas.

Dans le chapitre suivant, nous verrons quelques étapes fondamentales qui nous permettront d'extraire des informations sur la turbulence dans les amas de galaxies à partir d'observations similaires à celles que pourra faire *Athena*.

## Chapitre 6

# Étude des centroïdes de vitesse turbulente du gaz intra-amas

## Sommaire

6.1	Centroïdes et dispersions de vitesse simulés					
	6.1.1	Simulation d'un champ de vitesse turbulent				
	6.1.2	Simulation du champ de densité 160				
	6.1.3	Cartes d	es centroïdes de vitesse et de dispersion de vitesse simulées 162			
		6.1.3.1	Distribution homogène du gaz intra-amas			
		6.1.3.2	Observation d'un amas proche			
		6.1.3.3	Observation d'un amas éloigné			
6.2	Prédictions théoriques et mesure du spectre de puissance et de la fonction de structure					
	des centroïdes de vitesse					
	6.2.1	Ordre zé	ro : cas d'un champ de densité homogène			
		6.2.1.1	Prédictions analytiques			
		6.2.1.2	Reconstruction			
	6.2.2	Observat	tion d'un amas proche			
		6.2.2.1	Prédictions analytiques			
		6.2.2.2	Reconstruction			
	6.2.3	Observat	tion d'un amas lointain			
		6.2.3.1	Prédictions analytiques			
		6.2.3.2	Reconstruction			

La politique est éphémère mais une équation est éternelle.

Albert Einstein

Les meilleures observations du champ de vitesse disponibles à ce jour ont été obtenues à l'aide du satellite *Hitomi* qui malheureusement s'est disloqué en orbite après un peu plus d'un mois de service seulement. Il a néanmoins été capable de faire quelques observation scientifiques importantes, notamment celle de la région centrale de l'amas de Persée (e.g. HITOMI COLLABORATION 2016).



FIGURE 6.1 – Image de la partie centrale de l'amas de Persée vu par *Chandra* (J. S. SANDERS, FABIAN, RUSSELL *et al.* 2016) sur laquelle est superposé le champ de vue de *Hitomi* (cadre jaune).

FIGURE 6.2 – Centroïdes de vitesse, dans le champ de vue du satellite *Hitomi*, du gaz intra-amas de l'amas de Persée (HITOMI COLLABORATION 2016).

La figure 6.1 illustre l'émission X de l'amas de Persée observée par le satellite *Chandra* (FABIAN *et al.* 2017). On y voit clairement une perturbation importante du gaz intra-amas dû à l'injection d'énergie par l'AGN central. La figure 6.2 montre le champ de vitesse mesuré par le satellite *Hitomi* dans la région du cadre jaune de la figure 6.1. Néanmoins, la résolution spatiale du satellite *Hitomi* est limitée et ne permet pas de mesurer les mouvements turbulents du gaz intra-amas. En effet, les perturbations visibles sur la figure 6.1 sont lissées à la résolution de *Hitomi*.

En revanche, avec le satellite Athena, nous serons en mesure de faire beaucoup mieux. D'ailleurs, caractériser les mouvements turbulents du gaz intra-amas est même l'un des objectifs principaux de cette mission (voir 5). En comparaison aux résultats présentés par HITOMI COLLABORATION (2016), quelles cartes des centroïdes de vitesse le satellite Athena sera-t-il capable de nous fournir? Et comment pourrons-nous en extraire des informations sur les propriétés statistiques du champ de vitesse turbulent du gaz intra-amas?

Dans ce chapitre, je présente les simulations des cartes des centroïdes que j'ai faites en prenant en compte le champ de vue et la résolution spatiale de l'instrument X-IFU à bord de l'observatoire *Athena*.

## 6.1 Centroïdes et dispersions de vitesse simulés

Comme nous l'indiquent les équations 5.27 et 5.32, les centroïdes de vitesse et la dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée dépendent d'une part du champ de vitesse et d'autre part du champ de densité du gaz intra-amas. Ces deux champs se distribuent dans le volume de l'amas que je représente comme une grille rectangulaire uniforme dont la surface projetée sur le ciel est de  $L_x \times L_y = 15' \times 15'$ . La profondeur de la ligne de visée est fixée de sorte que  $L_z > 2R_{vir}$  où  $R_{vir}$  est le rayon viriel de l'amas de galaxie. Le satellite Athena sera pourvu d'un champ de vue de cinq minutes d'arc et un tel volume correspond donc à une mosaïque de  $3 \times 3$  champs de vue. Afin de reproduire la résolution angulaire de cinq secondes d'arc, la grille

est divisée en  $n_x \times n_y \times n_z = 180 \times 180 \times 720$  cellules. J'ai ensuite considéré deux configurations de cette grille :

- i La première configuration simule l'observation d'un amas de galaxies proche ( $z \sim 0.03$ ). Pour cette configuration,  $L_x \times L_y \sim 450 \times 450$  kpc et la résolution spatiale atteinte est de 2.5 kpc.
- ii La deuxième configuration simule l'observation d'un amas éloigné ( $z \sim 0.1$ ). Pour cette configuration,  $L_x \times L_y \sim 1800 \times 1800$  kpc et la résolution spatiale atteinte est de 10 kpc.

Ces deux configurations me permettront d'explorer l'impact du champ de densité sur la mesure du spectre de puissance turbulent et de la fonction de structure (présentée ci-après) des centroïdes de vitesse dans le cadre de l'observation d'un amas proche et d'un amas plus éloigné.

#### 6.1.1 Simulation d'un champ de vitesse turbulent

Le champ de vitesse turbulent  $v_{||}$  peut être décrit, dans l'espaces de Fourier, par son expansion en série de Fourier

$$v_{||}(\vec{r}) = \sum_{k} \nu_{k} e^{i2\pi \vec{k} \cdot \vec{r}}.$$
(6.1)

Cette description est la version discrétisée de l'équation 5.11 afin de pouvoir développer une approche numérique du calcul de la transformée de Fourier du champ turbulent,  $\hat{v}_{||} = |\nu_k|e^{i\Phi_k}$ , pour chaque point de la grille de l'espace des k. En suivant les travaux de INOGAMOV & R. A. SUNYAEV (2003) et ZUHONE *et al.* (2016), je considère que la distribution des phases  $\Phi_k$  est uniforme tandis que celle des modules  $|\nu_k|$  suit une distribution de Rayleigh qui traduit que le champ de vitesse turbulent est un champ aléatoire gaussien. Ainsi le module et la phase, pour chaque point de la grille de l'espace des  $\vec{k}$ , sont tirées aléatoirement à partir de la distribution de probabilité

$$\Pr(|\nu_k|, \Phi_k) d|\nu_k| d\Phi_k = \frac{2|\nu_k|}{P_{\nu_{||}}(k)} \exp\left[-\frac{|\nu_k|^2}{P_{\nu_{||}}(k)}\right] d|\nu_k| \frac{d\Phi_k}{2\pi}$$
(6.2)

avec  $P_{v_{||}}(k)$  le spectre de puissance de la composante de  $v_{turb}$  le long de la ligne de visée. Dans l'hypothèse que le champ de vitesse turbulent est isotrope, on sait alors que  $P_{v_{||}} = P_{v_{turb}}/3$ . En suivant les travaux de ZUHONE *et al.* (2016) et CLERC *et al.* (2019), je modélise le spectre de puissance du champ de vitesse  $v_{||}$  par

$$P_{v_{||}}(k) = |\hat{v}_{||}(k)|^2 = \mathbb{N}_{\mathbf{v}} e^{-\left(\frac{k_1}{k}\right)^2} k^{\alpha} e^{-\left(\frac{k}{k_d}\right)^2}$$
(6.3)

avec  $\alpha = -11/3$  correspondant au comportement en  $k^{-5/3}$  du spectre d'énergie défini par l'équation 5.20. Les échelles  $k_i = 1/l_i$  et  $k_d = 1/l_d$  représentent les nombres d'onde d'injection et de dissipation des mouvements turbulent, respectivement. La normalisation du spectre de puissance  $\mathbb{N}_v$  contrôle la quantité d'énergie due aux mouvements turbulents injectée dans le système. Cette normalisation est déterminé ce sorte que sorte que la variance du champ de vitesse  $v_{||}$  soit égale à  $(\mathcal{M}c_s)^2$  où  $\mathcal{M}$  est le nombre de Mach et  $c_s$  la vitesse du son dans le gaz intra-amas de température  $T_g$  donnée par

$$c_{\rm s} = c_{\rm \sqrt{\frac{\gamma T_{\rm g}}{m_{\rm p}}}} \tag{6.4}$$

avec  $\gamma$  l'indice adiabatique du gaz et où  $T_{\rm g}$  et  $m_{\rm p}$  sont exprimés en keV et c la vitesse de la lumière. Pour cette étude, je considère un gaz monoatomique ( $\gamma = 5/3$ ) à une température de 8 keV ce qui conduit à une vitesse du son  $c_s = 1131$  km.s<sup>-1</sup>. Je fixe le nombre de Mach M<sub>c</sub> = 0.3 ce qui équivaut à une énergie turbulente totale égale à 27% de l'énergie thermique du système. La figure 6.3 illustre les différents paramétrisations du spectre de puissance que j'ai considéré afin de générer les champs de vitesses.



FIGURE 6.3 – Spectre d'énergie du champ de vitesse  $v_{||}$  pour les différentes paramétrisations considérées dans l'étude.

Sur cette figure on voit comment l'énergie cinétique turbulente est répartie selon les nombres d'onde. Sur la figure 6.3a, on remarque que plus l'échelle d'injection  $l_i$  croit, plus la quantité d'énergie emmagasinée aux grandes échelles augmente (petit k) tandis que la quantité d'énergie contenue dans les petites échelle (grand k) diminue. Ainsi, plus l'échelle d'injection augmente, plus les variations de vitesse aux grandes échelles seront importantes et moins celles aux petites échelles le seront. Sur la figure 6.3b, on voit l'échelle de dissipation  $l_d$  définie une échelle au delà de laquelle l'énergie emmagasinée décroît fortement. Le champ de vitesse sousjacent ne devrait pas présenter de variations pour des échelles plus faibles que cette échelle de dissipation. On remarque finalement, sur la figure 6.3c, que pour un indice  $\alpha$  élevé, la majorité de l'énergie turbulente est répartie sur de grandes échelles. Dans ce cas les variations du champ de vitesse aux petites échelles ne seront pas fortement marquées. Dans le cas où l'indice  $\alpha$  est plus faible, l'énergie turbulente totale sera répartie plus équitablement et les variations de vitesse devraient être observables sur un plus grand intervalle d'échelles.

Pour chaque configuration de la grille de l'espace réel présentée ci-dessus, j'ai calculé la transformée de Fourier afin de généré la grille correspondante dans l'espace de Fourier. Ensuite, pour chaque cellule de cette grille, je tirerai aléatoirement, selon la loi de probabilité définie par l'équation 6.2, une norme et une phase. De là, la réalisation du champ de vitesse turbulent, noté  $\mathcal{V}_{x,y,z}^{l_1,l_d,\alpha}$ , sera obtenue en calculant la partie réelle de la transformée de Fourier inverse de la grille de l'espace de Fourier. La loi de probabilité  $\Pr(|\nu_k|, \Phi_k)d|\nu_k|$  est directement dépendante du spectre de puissance du champ de vitesse  $v_{||}$ . Ainsi j'ai simulé plusieurs ensemble de champ de vitesse afin d'explorer l'impact des paramètres du spectre de Kolmogorov sur le spectre de puissance des centroïdes de vitesse  $\bar{v}_{||}$ .

Tout d'abord, j'ai simulé des champs de vitesse en faisant varier l'échelle d'injection  $l_i = [100, 250, 500]$  kpc. Pour chacun de ces champs, l'échelle de dissipation est fixée à  $l_d = 10$  kpc et je considère un indice spectral  $\alpha = -11/3$ . La figure 6.4a illustre, pour la première configuration de la grille d'espace, trois tranches (une dans chaque direction O(x, y, z) des champs de vitesse  $v_{||}$  simulés pour chaque échelle d'injection. Observe directement l'impact du paramètre  $l_i$  sur la structure de ce champ. En effet, on voit que pour une grande échelle d'injection  $(l_i = 500 \text{ kpc})$ , la majorité de l'énergie cinétique est contenue aux grandes échelles. À l'inverse, pour une plus petite échelle d'injection  $(l_i = 100 \text{ kpc})$ , l'énergie cinétique est principalement observée à des échelles plus faible. Ces observations sont conformes à nos attentes par rapport au spectre de puissance de Kolmogorov à partir duquel ces champs furent simulés.

De la même manière, j'ai simulé des champs de vitesse en faisant varier l'échelle de dissipation  $l_d = [10, 50, 100]$  kpc tout en fixant l'échelle d'injection à  $l_i = 500$  kpc et l'indice spectral à  $\alpha = -11/3$ . La figure 6.4b illustre, pour la première configuration de la grille d'espace, trois tranches (une dans chaque direction  $O(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$  des champs de vitesse  $v_{||}$  simulés pour chaque échelle de dissipation. On voit remarque l'impact du paramètre  $l_d$  sur la structure du champ turbulent : plus l'échelle de dissipation est grande, moins l'on observe de variation de vitesse à petite échelle. Ce lissage est dû à la dissipation de la turbulence pour des échelles plus faible que l'échelle de dissipation. Ce comportement est particulièrement marquant pour le cas  $l_d = 100$  kpc.



(a) Différentes échelle d'injection  $l_i = [100, 250, 500]$  kpc sont considérées. L'échelle de dissipation est fixée à  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = -11/3$ .



(b) Différentes échelle de dissipation  $l_d = [10, 50, 100]$  kpc sont considérées. L'échelle d'injection est fixée à  $l_i = 500$  kpc et  $\alpha = -11/3$ .



(c) Différents indices spectraux  $\alpha = [-9/3, -11/3, -13/3]$  sont considérés. L'échelle de dissipation est fixée à  $l_d = 10$  kpc et l'échelle d'injection à  $l_i = 500$  kpc.

FIGURE 6.4 – Tranches des champs de vitesses turbulents  $\mathcal{V}_{x,y,z}^{l_i,l_d,\alpha}$  dans chaque direction de l'espace pour la première configuration de la grille d'espace réel.

Pour finir, j'ai simulé des champs de vitesse en faisant varier l'indice spectral  $\alpha = [-9/3, -11/3, -13/3]$  du spectre de puissance  $P_{v_{||}}$ . L'échelle d'injection est fixée à  $l_i = 500$  kpc et l'échelle de dissipation à  $l_d = 10$  kpc. La figure 6.4c illustre, pour la première configuration de la grille d'espace, trois tranches (une dans chaque direction  $O(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$  des champs de vitesse  $v_{||}$  simulés pour chaque indice spectral considérés. On observe que pour un indice spectrale  $\alpha$  faible, l'énergie cinétique est distribuée de manière plus uniforme pour chaque échelle que dans le cas où l'indice spectral est élevé (cas  $\alpha = 4.33$ ). En effet on observe des fluctuations de vitesse aussi bien aux grandes qu'aux petites échelles pour le cas  $\alpha = 3.00$  tandis que, pour le (cas  $\alpha = 4.33$ ), les fluctuations sont principalement marquées pour des grandes échelles.

Ainsi j'ai simulé neuf champs de vitesse turbulent en faisant varié les paramètres  $l_i$ ,  $l_d$  et  $\alpha$ , caractéristiques du spectre de Kolmogorov de la turbulence homogène et isotrope du gaz intra-amas.

#### 6.1.2 Simulation du champ de densité



FIGURE 6.5 – Profils de densité du gaz intra-amas pour différentes paramétrisation du profil- $\beta$ . Les lignes verticales représentent les demies tailles des grilles de l'espace réel.

Les équations 5.27 et 5.32, définissant respectivement les centroïdes de vitesse et la dispersion de vitesse le long de la ligne de visée, dépendent également de l'émissivité du gaz intraamas. Pour un gaz isotherme et d'abondance en métaux fixe, cette émissivité est proportionnelle au carré de la densité du gaz intra-amas. J'ai modélisé la distribution du gaz au sein d'un amas de galaxies par le profil- $n\beta$  défini comme

$$n_e^{n\beta}(r) = n_{e,0} \sqrt{\sum_{i=1}^n f_i \left(1 + \left(\frac{r}{r_{c_i}}\right)^2\right)^{-3\beta_i}}$$
(6.5)

avec  $\sum_{i=1}^{n} f_i = 1$ . Afin de d'explorer l'impact de l'émissivité sur la mesure de la turbulence dans le milieu intra-amas, j'ai considéré plusieurs paramétrisations de ce modèle. La figure 6.5 illustre les différentes paramétrisations des profils  $\beta$  (cas n = 1) et  $\beta\beta$  (cas n = 2) de densité que je considère dans cette étude. Pour le cas  $\beta\beta$  j'ai fixé  $f_1 = 0.85$  à titre d'illustration. On peut facilement observer l'impact de ces paramètres sur le profil de densité et par extension sur le profil d'émissivité du gaz. On observe notamment que le profil- $\beta\beta$ permet de modéliser une émission plus diffuse en périphérie des amas de galaxies. Cette caractéristique à été observé préalablement dans les travaux de LOVISARI *et al.* (2015) pour plusieurs amas (voir figure 2.2) ou encore pour les amas A et B du système PLCK G214.6+37.0 que j'ai étudié (voir chapitre 4).

Pour une configuration de la grille d'espace réel, de longueur  $L_{x,y,z}$  et de taille de cellule  $n_{x,y,z}$ , j'ai discrétisé les trois axes  $(O_x, O_y, O_z)$  comme suit :

$$\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z} = \left[ -\frac{L_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}{2}, -\frac{L_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}{2} + \frac{L_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}{n_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}, \dots, +\frac{L_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}{2} - \frac{L_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}{n_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}, +\frac{L_{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}}}{2} \right],$$
(6.6)

où x, y, z représente la position de la cellule le long de chaque axe  $O_{x,y,z}$  dans l'espace réel. A partir de cette discrétisation, j'ai simulé une grille des position  $\mathcal{P}_{x,y,z}$  dans l'espace réel et les champs de densité  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{n\beta}$ , correspondant aux différentes paramétrisations des profils  $n\beta$ :

$$\begin{cases} \mathcal{D}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{\mathbf{n}\beta} = n_{e0}^{2} \sum_{i=1}^{n} \left( 1 + \left( \frac{\mathcal{P}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}}{r_{c_{i}}} \right)^{2} \right)^{-\frac{3\beta_{i}}{2}} & \text{si } \mathcal{P}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}} \le R_{\text{vir}} \\ \mathcal{D}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{\mathbf{n}\beta} = 0 & \text{si } \mathcal{P}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}} > R_{\text{vir}} \end{cases}$$
(6.7)

La première configuration de la grille d'espace que je considère simule l'observation d'un amas proche  $(z \sim 0.03)$ . Pour cette configuration, la surface de ciel observée  $S_{obs}$ ) n'est pas suffisamment large pour permettre d'examiner l'intégralité de l'amas de galaxies (i.e.  $S_{obs} \sim 2\pi r_c^2$ ,  $r_c$  le rayon de coeur de l'amas de galaxies). La figure 6.5 montre, pour cette configuration, que la densité au bord du plan représente entre 50 et 90% de la densité centrale  $n_{e,0}$  pour un rayon de coeur  $r_c$  comprit entre 200 et 400 kpc. De la même manière, pour une valeur du paramètre  $\beta$  comprise entre 0.5 et 0.8, la densité au bord atteint entre 50 et 70% de la densité centrale. On voit que les variations de ce profil sont identiques aux variations observées pour le profil- $\beta$  pour un rayon inférieur à la demie taille de la première configuration de la grille d'espace (ligne pointillée). J'ai alors choisi, pour cette première configuration de la grille d'espace réel, de ne pas considéré de profil- $\beta\beta$ .



(b) Différents indices  $\beta = [0.5, 0.67, 0.80]$  sont considérés et le rayon de coeur  $r_c$  est fixé à 300 kpc.

FIGURE 6.6 – Tranches des champs de densités  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{1\beta}$  simulé dans chaque direction de l'espace pour la première configuration de la grille d'espace réel.

La seconde configuration de la grille d'espace que je considère simule l'observation d'un amas éloigné  $(z \sim 0.1)$ . Pour cette configuration, la taille du plan transverse à la ligne de visée (arbitrairement  $O_z$ ) est de  $1.8 \times 1.8$  Mpc. Dans ce cas, la surface de ciel observée  $S_{obs}$ ) nous permet de sonder la périphérie de l'amas de galaxies (i.e.  $S_{obs} > 2\pi r_c^2$ ,  $r_c$  le rayon de coeur de l'amas de galaxies). La figure 6.5 illustrent les différentes paramétrisations du profil- $\beta\beta$  que j'ai considéré dans cette étude. Ces dernières représentent une émission plus diffuse du gaz intra-amas en comparaison du profil- $\beta$ . Pour cette seconde configuration, je considère uniquement le profil- $\beta\beta$  pour la simulation des champs de densité.



(a) Differentes  $r_{c_1} = [200, 300, 500]$  kpc sont considérés et  $\beta_1 = 1.0$ ,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_2 = 0.5$ 



(c) Différents indices  $\beta_1 = [0.67, 1.0, 1.2]$  sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_2 = 0.5$ .

(b) Différents  $r_{c_2} = [800, 900, 1000]$  kpc sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $\beta_1 = 1.0$  et  $\beta_2 = 0.5$ 

 $\mathcal{D}_{0,r,r}^{300,1.0,r_{c_2},0.}$ 

 $\mathcal{D}_{r,0,r_{c_2},0.5}^{300,1.0,r_{c_2},0.5}$ 



(d) Différents indices  $\beta_2 = [0.3, 0.5, 0.7]$  sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_1 = 1.0$ .

FIGURE 6.7 – Tranches des champs de densités  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{2\beta}$  simulé dans chaque direction de l'espace pour la seconde configuration de la grille d'espace réel.

La figure 6.6 illustre des tranches des champs de densité  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{1\beta}$  simulés pour la première configuration de la grille d'espace réel passant par le centre de cette dernière. On observe clairement, sur les figures 6.6a et

6.6b, l'impact des paramètres  $r_c$  et  $\beta$  sur la structure du champ de densité dans les trois plans représentés. On voit également que pour une valeur élevé du rayon de coeur, dans le plan  $(O_x, O_y)$ , la densité de gaz au bord est très proche de celle observé au centre de la grille. Cette même observation est valable pour le cas où la valeur de l'indice  $\beta$  est petite ( $\beta = 0.5$ ) bien que la valeur du rayon de coeur ne soit pas particulièrement grande ( $r_c = 300$  kpc).

La figure 6.7 illustre des tranches des champs de densité  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{2\beta}$  simulés pour la seconde configuration de la grille d'espace réel passant par le centre de cette dernière. L'impact des différentes paramétrisation illustré sur la figure 6.5 est visible sur les figures 6.7a, 6.7b, 6.7c, 6.7d. On remarque que cette configuration nous permet de sonder, dans le plan  $(O_x, O_y)$ , aussi bien le coeur de l'amas que sa périphérie.

#### 6.1.3 Cartes des centroïdes de vitesse et de dispersion de vitesse simulées

À partir des champs de vitesses  $\mathcal{V}_{x,y,z}^{l_i,l_d,\alpha}$  et de densité  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{n\beta}$  présentés ci-dessus, je suis en mesure de construire les cartes de centroïdes de vitesses  $\mathcal{C}_{n\beta}^{l_i,d,\alpha}(x,y)$  ainsi que les cartes de dispersion de vitesse  $\left[\sum_{n\beta}^{l_i,d,\alpha}(x,y)\right]^2$  comme suit :

$$\mathcal{C}_{\mathbf{n}\beta}^{l_{1},l_{d},\alpha}(\mathbf{x},\mathbf{y}) = \frac{\sum_{\mathbf{z}} \mathcal{V}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{l_{1},l_{d},\alpha} \times \left[\mathcal{D}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{\mathbf{n}\beta}\right]^{2}}{\sum_{\mathbf{z}} \left[\mathcal{D}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{\mathbf{n}\beta}\right]^{2}},\tag{6.8a}$$

$$\left[\Sigma_{\mathbf{n}\beta}^{l_{i},l_{d},\alpha}(\mathbf{x},\mathbf{y})\right]^{2} = \frac{\sum_{\mathbf{z}} \left[\mathcal{V}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{l_{i},d,\alpha}\right]^{2} \times \left[\mathcal{D}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{\mathbf{n}\beta}\right]^{2}}{\sum_{\mathbf{z}} \left[\mathcal{D}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}^{\mathbf{n}\beta}\right]^{2}} - \left[\mathcal{C}_{\mathbf{n}\beta}^{l_{i},d,\alpha}(\mathbf{x},\mathbf{y})\right]^{2}.$$
(6.8b)

Grâce à ces expressions extrêmement simples, on peut examiner une multitude de cas. Dans la suite je m'intéresse spécifiquement à trois cas qui nous permettront de nous former une intuition sur quelles empreintes les champs de densité et de vitesse turbulente dans les cartes des centroïdes.

#### 6.1.3.1 Distribution homogène du gaz intra-amas

Dans un premier temps, j'ai considéré le cas simple où le champ de densité du gaz est homogène dans tout le volume. Cela correspond à prendre n = 0 dans les équations 6.8a et 6.8b. Cette première exploration me permet simplement d'illustrer comment on retrouve grossièrement l'empreinte du champ de vitesse turbulent dans les cartes de centroïdes de vitesse et de dispersion. Les résultats sont présentés dans les figures 6.8 et 6.9.

On observe sur la figure 6.8 que les centroïdes de vitesse montrent un comportement semblable à celui du champ de vitesse  $v_{||}$ . En effet, il semble bien que l'impact des paramètres  $l_i$ ,  $l_d$  et  $\alpha$  de la turbulence du champs  $v_{||}$ , présenté dans le section 6.1.1, se manifeste également sur les cartes des centroïdes de vitesses. Par exemple, dans la colonne de gauche de la figure 6.8, on voit clairement que, plus l'échelle d'injection d'énergie est grande, plus il y a de puissance aux grandes échelles comparativement aux petites. De même, dans la colonne de droite de la même figure, pour un indice spectral  $\alpha$  petit, la puissance du signal est plus équitablement répartie sur toutes les échelles que pour un  $\alpha$  grand. On voit donc clairement que le spectre de puissance des centroïdes de vitesse est intiment lié à celui du champ de vitesse turbulent  $v_{||}$ .



FIGURE 6.8 – Cartes des centroïdes de vitesse  $C_{0\beta}^{l_i,d,\alpha}(\mathbf{x},\mathbf{y})$  pour un champ de densité homogène et pour différente paramétrisation du champ turbulent  $v_{||}$ . Gauche :  $l_i = [100, 250, 500]$  kpc. Centre :  $l_d = [10, 50, 100]$  kpc. Droite :  $\alpha = [3.0, 3.66, 4.33]$ .



FIGURE 6.9 – Cartes des dispersions de vitesse  $\left[\Sigma_{0\beta}^{l_{i},d,\alpha}(\mathbf{x},\mathbf{y})\right]^{2}$  pour un champ de densité homogène et pour différente paramétrisation du champ turbulent  $v_{||}$ . Gauche :  $l_{i} = [100, 250, 500]$  kpc. Centre :  $l_{d} = [10, 50, 100]$  kpc. Droite :  $\alpha = [3.0, 3.66, 4.33]$ .

De la même manière, les cartes de la dispersion du champ  $v_{||}$  le long de la ligne de visée montrent des comportements comparables à ceux des centroïdes de vitesse. Par exemple, dans la colonne centrale de la figure 6.9, on voit clairement que la puissance du signal est concentrée aux grandes échelles lorsque l'échelle de dissipation est grande. Ici encore on voit que les propriétés statistiques du champ de vitesse turbulent  $v_{||}$  sont également présentes dans les cartes des dispersions de vitesse le long de la ligne de visée.

#### 6.1.3.2 Observation d'un amas proche

Dans un second temps, je simule l'observation d'un amas proche ( $z \sim 0.03$ ). Dans ce cas, la surface du ciel observée par la mosaïque de  $3 \times 3$  champ de vue du satellite *Athena* permet de sonder le gaz sur un rayon de  $r_{\perp} \leq L_x/2 = 225$  kpc autour du centre de l'amas. Bien évidement, considérer que le gaz au sein d'un amas est distribué de manière homogène n'est pas vraiment correct. Or, la figure 6.5 nous montre que pour des distances au centre inférieures à 225 kpc, les profils  $\beta\beta$  et  $\beta$  sont équivalents. Donc, pour ce cas, j'ai construit les cartes de centroïdes de vitesse uniquement à partir des champs de densité  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{1\beta}$  (voir figures 6.6a et 6.6b). Cela correspond simplement à prendre n = 1 dans les équations 6.8a et 6.8b.

L'exploration du cas homogène nous a permis de comprendre comment les propriétés statistiques du champ turbulent  $v_{||}$  se reflètent dans les cartes de centroïdes et de dispersion de vitesse. Ici, je souhaite former une intuition sur l'influence du champ de densité sur ces cartes lors que l'on observe un amas proche. Je choisis donc de considérer uniquement le champ de vitesse  $v_{||}$  tel que  $l_i = 250$  kpc,  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3$ . Les résultats sont présentés dans les figures 6.10a et 6.10b.

On voit sur la figure 6.10a que le champ de densité ne modifie pas la structure des centroïdes de vitesse. Néanmoins, on observe que plus le rayon de cœur est grand, moins le contraste de puissance dans la carte est important. Il en va de même pour le paramètre  $\beta$ . En effet, plus ce paramètre présente une valeur faible, i.e. moins la densité de gaz décroît à grand rayon, moins le contraste de puissance des centroïdes de vitesses est élevé. Sur la figure 6.10b, les mêmes observations peuvent être faites pour la dispersion, le long de la ligne de visée, du champ de vitesse turbulent  $v_{||}$ . Il semble donc qu'une distribution non-homogène (à symétrie sphérique tout de même) de gaz ne modifie pas les caractéristiques spectrales des centroïdes de vitesse et de la dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée.

J'ai présenté au début de ce chapitre les observations du l'amas de Persée effectuées par le satellite *Hitomi* (figure 6.2). On a noté que la faible résolution spatiale du spectromètre à son bord (SXS) ne permettait pas de mesurer simplement les mouvements turbulents au sein de cet amas. ZUHONE *et al.* (2016) ont mené une étude sur les capacités de détection de la turbulence de *Hitomi* pour un amas proche de type amas de Coma. On voit sur leur figure 3 que la structure du champ de vitesse n'est pas visible à l'œil nu. Les simulations que

j'ai réalisées respectent les caractéristiques du satellite *Athena* et montrent qu'il sera possible d'observer la structure du champ directement sur les cartes de centroïdes de vitesse.



(a) Centroïdes de vitesse pour différentes paramétrisations du champ de densité modélisé par le profil- $1\beta$ . Ces paramétrisations sont identiques à celles présentées sur la figure 6.5.

(b) Dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée pour différentes paramétrisations du champ de densité modélisé par le profil- $1\beta$ . Ces paramétrisations sont identiques à celles présentées sur la figure 6.5.

FIGURE 6.10 – Cartes des centroïdes (gauche) et de la dispersion de vitesse (droite) du gaz d'un amas proche situé à un redshift  $z \sim 0.03$ . Les paramètres décrivant la turbulence sont fixés à  $l_i = 250$  kpc,  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3$ .

#### 6.1.3.3 Observation d'un amas éloigné

Finalement, je simule l'observation d'un amas éloigné ( $z \sim 0.1$ ). Dans ce cas, la surface du ciel observée par la mosaïque de  $3 \times 3$  champs de vue du satellite *Athena* permet de sonder le gaz sur un rayon de  $r_{\perp} \leq L_x/2 = 900$  kpc autour du centre de l'amas. Mon étude du système multiple d'amas de galaxies PLCK G214.6+37.0 a démontré que le profil- $\beta\beta$  rendait mieux compte des données lors de l'ajustement du profil de brillance de surface (voir section 4.3.1). J'ai donc construit ici les cartes de centroïdes de vitesse uniquement à partir des champs de densité  $\mathcal{D}_{x,y,z}^{2\beta}$  (voir figures 6.7a, 6.7b, 6.7c et 6.7d). Cela correspond à prendre n = 2 dans les équations 6.8a et 6.8b.

Le cas de l'observation d'un amas proche nous a permis de comprendre l'impact de la distribution de matière le long de la ligne de visée. Néanmoins, lorsque l'on observe un amas proche, le champ de vue ne sonde pas une grande surface dans le plan transverse à la ligne de visée. Ainsi, la distribution du gaz intra-amas, dans ce plan, n'est pas très différente à celle du cas homogène. Maintenant, en simulant l'observation d'un amas éloigné, je souhaite comprendre quelle(s) empreinte(s) la distribution de matière, dans le plan transverse à la ligne de visée, laisse dans les cartes de centroïdes et de dispersion de vitesse.

A nouveau, on voit sur la figure 6.11a que le champ de densité ne modifie pas la structure du champ de vitesse. De même que pour le cas précédent, on observe cependant que le contraste de puissance dans la carte est légèrement altéré par le champ de densité. On voit sur la figure, par exemple, que les images sont légèrement plus contrastées lorsque  $r_{c_1}$  est grand ou lorsque  $\beta_2$  est petit. En revanche, varier  $r_{c_2}$  et  $\beta_1$  n'a pas d'impact. Les paramètres  $r_{c_1}$  et  $\beta_2$  sont ainsi les deux paramètres qui modifient le plus ce contraste de

puissance. La figure 6.11b montre le même impact du champ de densité sur la dispersion de  $v_{||}$  le long de la ligne de visée.



(a) Centroïdes de vitesse pour différentes paramétrisations du champ de densité modélisé par le profil- $2\beta$ . Ces paramétrisations sont identiques à celles présentées sur la figure 6.5.



(b) Dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée pour différentes paramétrisations du champ de densité modélisé par le profil- $2\beta$ . Ces paramétrisations sont identiques à celles présentées sur la figure 6.5.

FIGURE 6.11 – Cartes des centroïdes (gauche) et de la dispersion de vitesse (droite) du gaz d'un amas éloigné situé à un redshift  $z \sim 0.1$ . Les paramètres décrivant la turbulence sont fixés à  $l_i = 250$  kpc,  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3$ .

Maintenant que je possède, pour différents cas, des simulations de ce que le satellite *Athena* observera, je m'intéresse ci-après à la mesure du spectre de puissance et de la fonction de structure des centroïdes de vitesse à partir des cartes simulées.

## 6.2 Prédictions théoriques et mesure du spectre de puissance et de la fonction de structure des centroïdes de vitesse

Dans le section 6.1, j'ai simulé des champs de vitesse et de densité pour deux configurations d'une grille d'espace réel correspondant à une mosaïque de  $3 \times 3$  champs de vue de l'instrument XIFU du satellite Athena. J'ai considéré différentes distributions du gaz intra-amas afin d'en explorer l'impact sur la mesure de la turbulence via le spectre de puissance et/ou la fonction de structure du champ turbulent. J'ai alors simulé les cartes de centroïdes de vitesse ainsi que les cartes de dispersion de vitesse le long de la ligne de visée pour plusieurs paramétrisations du champ turbulent tri-dimensionnel et du champ de densité (voir section 6.1.3.

Beaucoup d'études sur la turbulence dans les amas de galaxies (ESQUIVEL & LAZARIAN 2009; ZHURAVLEVA, CHURAZOV, A. KRAVTSOV & R. SUNYAEV 2012; ZUHONE *et al.* 2016; CLERC *et al.* 2019, e.g.) caractérisent les mouvements turbulents du gaz à l'aide de la fonction de structure du second ordre  $SF(r_{\perp})$ . Cette dernière est définie comme la moyenne des différences de vitesse entre deux points du plan séparés d'une distance  $r_{2d} = ||\vec{r}_{\perp}||$ . Une expression formelle de cette quantité est

$$\mathcal{SF}(\vec{r}_{\perp}) = \left\langle \left| \bar{v}_{||}(\vec{\chi}_{\perp} + \vec{r}_{\perp}) - \bar{v}_{||}(\vec{\chi}_{\perp}) \right|^2 \right\rangle_{\vec{\chi}_{\perp}}.$$
(6.9)

Cette fonction est très utile pour remonter aux caractéristiques d'un champ turbulent car, de par sa définitionmême, l'algorithme pour la mesurer directement à partir des cartes des centroïdes  $C_{n\beta}^{l_i,d,\alpha}(x,y)$  est très simple. En développant l'équation 6.9, je peux écrire que

$$\mathcal{SF}(r_{\perp}) = \left\langle \left| \bar{v}_{||}^{2}(\vec{\chi}_{\perp} + \vec{r}_{\perp}) \right| \right\rangle_{\vec{\chi}_{\perp}} + \left\langle \left| \bar{v}_{||}^{2}(\vec{\chi}_{\perp}) \right| \right\rangle_{\vec{\chi}_{\perp}} - 2 \left\langle \left| \bar{v}_{||}(\vec{\chi}_{\perp} + \vec{r}_{\perp}) \bar{v}_{||}(\vec{\chi}_{\perp}) \right| \right\rangle_{\vec{\chi}_{\perp}}.$$
(6.10)

En utilisant les équations 5.13b et 5.13c, on peut exprimer les termes de la fonction de structure en fonction

du spectre de puissance,  $P_{ar{v}_{||}}$ , du champ projeté  $ar{v}_{||}$ , selon

$$\left\langle \left| \bar{v}_{||}(\vec{\chi}_{\perp} + \vec{r}_{\perp}) \bar{v}_{||}(\vec{\chi}_{\perp}) \right| \right\rangle_{\vec{\chi}_{\perp}} = \int e^{2\pi i \vec{r}_{\perp} \cdot \vec{k}_{\perp}} P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) \ d^2 \vec{k}_{\perp}$$
(6.11a)

$$\left\langle \left| \bar{v}_{||}^2 (\vec{\chi}_\perp + \vec{r}_\perp) \right| \right\rangle_{\vec{\chi}_\perp} = \int P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_\perp) \ d^2 \vec{k}_\perp \tag{6.11b}$$

$$\left\langle \left| \bar{v}_{||}^{2}(\vec{\chi}_{\perp}) \right| \right\rangle_{\vec{\chi}_{\perp}} = \int P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) \ d^{2}\vec{k}_{\perp}.$$
(6.11c)

Ainsi, la fonction de structure s'exprime par

$$\mathcal{SF}(r_{\perp}) = 2 \iint (1 - e^{2\pi i \vec{r}_{\perp} \cdot \vec{k}_{\perp}}) P_{\vec{v}_{\parallel}}(\vec{k}_{\perp}) \ d^2 \vec{k}_{\perp}$$
(6.12a)

$$\mathcal{SF}(r_{\perp}) = 2 \iint (1 - \cos 2\pi \vec{r}_{\perp} \cdot \vec{k}_{\perp}) P_{\bar{v}_{\parallel}}(\vec{k}_{\perp}) \ d^2 \vec{k}_{\perp} \qquad (\text{parité})$$
(6.12b)

$$\mathcal{SF}(r_{\perp}) = 4\pi \int_{0}^{\infty} P_{\bar{v}_{\parallel}}(k_{\perp})k_{\perp} \ dk_{\perp} - 2\int_{0}^{\infty} P_{\bar{v}_{\parallel}}(k_{\perp})k_{\perp} \ dk_{\perp} \int_{0}^{2\pi} \cos\left(2\pi k_{\perp}r_{\perp}\cos\theta\right)d\theta \tag{6.12c}$$

$$\mathcal{SF}(r_{\perp}) = 4\pi \int_0^\infty P_{\bar{v}_{\parallel}}(k_{\perp})k_{\perp} dk_{\perp} - 4\int_0^\infty P_{\bar{v}_{\parallel}}(k_{\perp})k_{\perp} dk_{\perp} \int_0^\pi \cos\left(2\pi k_{\perp}r_{\perp}\cos\theta\right)d\theta \tag{6.12d}$$

$$\mathcal{SF}(r_{\perp}) = 4\pi \int_0^\infty \left( 1 - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos\left(2\pi k_{\perp} r_{\perp} \cos\theta\right) d\theta \right) P_{\bar{v}_{||}}(k_{\perp}) k_{\perp} \ dk_{\perp}.$$
(6.12e)

Cela qui donne finalement

$$\mathcal{F}(r_{\perp}) = 4\pi \int_{0}^{\infty} \left(1 - J_{0}(2\pi k_{\perp}r_{\perp})\right) P_{\bar{v}_{||}}(k_{\perp}) k_{\perp} dk_{\perp}$$
(6.13)

avec  $J_0$  la fonction de Bessel de première espèce et de rang n = 0.

S

On voit ainsi que la fonction de structure dépend directement du spectre de puissance  $P_{\bar{v}_{||}}(k_{\perp})$  des centroïdes de vitesses. Au regard de l'équation 5.27, ce champ dépend du champ de vitesse  $v_{||}$  turbulent ainsi que de l'émissivité X du milieu intra-amas. On peut alors se demander pourquoi beaucoup de travaux sur la turbulence au sein des amas de galaxies se concentrent sur la mesure de la fonction de structure et non sur la mesure directe du spectre de puissance. Comme indiqué dans le chapitre 5, les spectromètres à bord des satellites X ne sont aujourd'hui pas dotés d'une bonne résolution spatiale. En effet, par exemple, le satellite Hitomi présentait un champ de vue de trois minutes d'arc pour une résolution spatiale de 1.2 minute d'arc. Avec ces caractéristiques, les cartes de centroïdes mesurées sont composées de trop peu de pixels (voir figure 6.2) pour une bonne mesure directe du spectre de puissance. Néanmoins, l'équation 6.9 nous montre qu'il est possible de calculer la fonction de structure à partir de n'importe quelle carte de vitesse, peu importe le nombre de pixels qui la composent. Cependant, le X-IFU à bord du satellite Athena aura une résolution spatiale de cinq secondes d'arc pour un champ de vue de cinq minutes d'arc. Cela représente grossièrement trente fois plus de pixel par champ de vue que *Hitomi*, ce qui sera suffisant pour mesurer directement le spectre de puissance comme je le montre ci-dessous.

Dans cette section, je développe également des prédictions analytiques des spectres de puissance et des fonctions de structures des centroïdes et je les compare aux mesures que je fais sur les cartes  $C_{n\beta}^{l_i,d,\alpha}(x,y)$  que j'ai construites dans la section 6.1.

#### 6.2.1 Ordre zéro : cas d'un champ de densité homogène

J'explore dans un premier temps le cas d'un champ de densité uniforme dans un espace infini. Cette modélisation ne reflète évidemment pas la réalité mais cette première approche me sert de cas test simple pour démontrer l'accord entre les prédictions analytiques et la reconstruction numérique sur les cartes simulées.

#### 6.2.1.1 Prédictions analytiques

Dans un premier temps, je dérive le spectre de puissance des centroïdes de vitesse et la moyenne de la dispersion du champ de vitesse le long de la ligne de visée en considérant une distribution uniforme de la densité d'électron du plasma. Comme on l'a dit, cette description du milieu ne représente pas fidèlement le distribution de la densité de gaz intra-amas, et nous verrons plus loin comment prendre en compte un profil de densité plus réaliste. Pour un gaz isotherme et d'abondance en métaux constante, l'émissivité ne dépend que de la densité ( $\propto n_e^2(\vec{r}) \equiv n_{e0}^2$  puisqu'on considère ici un milieu uniforme). Ainsi

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon = \frac{n_{e0}^2}{\int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} n_{e0}^2 dr_{||}} = \frac{1}{2R_{\Delta}}.$$
(6.14)

Les équations 5.27 et 5.32 peuvent alors s'écrire :

$$\bar{v}_{||}(\vec{r}_{\perp}) = \frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} v_{||}(\vec{r}) \ dr_{||}$$
(6.15a)

et

 $\sigma$ 

$${}^{2}_{||}(\vec{r}_{\perp}) = \frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} v_{||}^{2}(\vec{r}) \ dr_{||} - \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}).$$
(6.15b)

Comment, sous l'hypothèse d'un champ de densité uniforme, le spectre de puissance des centroïdes de vitesse  $\bar{v}_{||}$  est-il relié à celui du champ de vitesse tri-dimensionnel  $v_{||}$ ? Le spectre de puissance  $P_{\bar{v}_{||}}$  n'est rien d'autre que la moyenne statistique sur les réalisation du module carré de la transformée de Fourier du champ  $\bar{v}_{||}$ . Je calcule donc la transformée de Fourier de l'équation 6.15a et j'obtiens

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = \frac{1}{2R_{\Delta}} \frac{1}{2\pi} \iiint v_{||}(\vec{r}) \Pi_{R_{\Delta}}(r_{||}) \ e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{r}_{\perp}} dr_{||} d^2 \vec{r}_{\perp}.$$
(6.16)

où  $\Pi_{R_{\Delta}}(r_{||})$  est la fonction porte pour  $r_{||} \in [-R_{\Delta}, R_{\Delta}]$ . Après quelques manipulations mathématiques simples au cours desquelles on exploite le théorème de la tranche de Fourier, on montre que

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = \frac{1}{2\pi} \int \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}) \operatorname{sinc}(k_{||}R_{\Delta}) \ dk_{||}.$$
(6.17)

Or, on se souvient que  $\lim_{a\to 0} \int \frac{1}{a} f(x) \operatorname{sinc}(x/a) \, dx = f(0)$ , ce qui donne

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = \frac{1}{2\pi R_{\Delta}} \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}, k_{||} = 0),$$
(6.18)

vu que  $1/R_{\Delta}$  est très petit par rapport aux nombres d'onde pertinents. Le spectre de puissance  $P_{\bar{v}_{||}}$  s'exprime alors finalement comme suite :

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = \left\langle |\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{\perp})| \right\rangle = \frac{1}{4\pi^{2}R_{\Delta}^{2}} \left\langle |\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp},k_{||}=0)\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{\perp},k_{||}=0)| \right\rangle.$$
(6.19)

Et ainsi j'obtiens que

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = \frac{1}{4\pi^2 R_{\Delta}^2} \times P_{v_{||}}(\vec{k}_{\perp}, k_{||} = 0).$$
(6.20)

Ce résultat illustre que le spectre de puissance du champ de vitesse projeté le long de la ligne de visée, dans le cas d'un champ de densité uniforme, est proportionnel au spectre de puissance du champ de vitesse tri-dimensionnel homogène et isotrope défini par la théorie K41. Cela confirme l'intuition que nous avions exposée dans la section 6.1.3.1. A partir de l'expression analytique de ce spectre de puissance, j'ai calculé la fonction de structure des centroïdes de vitesses, et la figure 6.12 illustre cette dernière pour les différentes paramétrisations du champ vitesse  $v_{||}$ .



FIGURE 6.12 – Fonction de structure des centroïdes de vitesse  $\bar{v}_{||}$  pour les différentes paramétrisations considérées dans l'étude dans l'hypothèse que la distribution de gaz est uniforme.

Cette figure nous indique l'intensité des variations de vitesse  $\delta \bar{v}_{||}$  pour chaque séparation spatiale  $r_{\perp}$  en fonction des paramètres du champ de vitesse  $v_{||}$ . Sur la figure 6.12a, on remarque que plus l'échelle d'injection  $l_i$  croît, plus les variations de vitesses, pour une grande séparation, sont importantes. On voit également que cette fonction de structure cesse de croître pour une séparation spatiale supérieure à l'échelle d'injection des mouvements turbulents. Il est donc possible que ce paramètre soit estimable à partir de la mesure de cette fonction de structure sur des observations des centroïdes de vitesse. La figure 6.12b nous indique que, plus l'échelle de dissipation est grande, moins les variations de vitesse sont intenses aux petites échelles. On voit également sur cette figure que l'échelle de dissipation n'affecte que très peu la forme de la fonction de structure et il sera donc difficile d'estimer ce paramètre. On observe sur la figure 6.12c que pour un indice spectral  $\alpha$  élevé que  $\alpha_{kolmo} = 11/3$ , les variations de vitesse à grande échelle sont rehaussées tandis que celles à petites échelles sont réduites. Le comportement inverse est observé pour un indice  $\alpha$  plus faible que  $\alpha_{kolmo}$ . On voit donc que les comportements observés sur la fonction de structure traduisent les mêmes caractéristiques exhibées par les spectres d'énergie (voir figure 6.3).

On sait que la dispersion du champ de vitesse tri-dimensionnel  $v_{||}$  est égale à l'intégrale du spectre de puissance  $P_{v_{||}}$  sur l'ensemble des nombres d'onde k. Comment peut-on exprimer la dispersion de ce champ de vitesse le long de la ligne de visée? La moyenne sur un nombre de réalisations de la dispersion de vitesse  $\sigma_{v_{||}}^2(\vec{r}_{\perp})$  pondérée par une émissivité constante se déduit de l'équation 6.15b de sorte que

$$\left\langle \sigma_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}) \right\rangle = \frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle \ dr_{||} - \left\langle \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}) \right\rangle.$$
(6.21)

Dans un premier temps, développons  $v_{||}$  en sa série de Fourier, et injectons-là dans le premier terme de l'équation ci-dessus. On obtient alors

$$\frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle \, dr_{||} = \frac{1}{2R_{\Delta}} \iint d^{3}\vec{k}_{1} d^{3}\vec{k}_{2} \left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{1})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{2}) \right\rangle e^{i(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp}) \cdot \vec{r}_{\perp}} \\
\times \left( \int \Pi_{R_{\Delta}}(r_{||}) e^{i(k_{1\mid|} - k_{2\mid|})r_{||}} dr_{||} \right),$$
(6.22)

soit, en intégrant sur  $r_{||}$ ,

$$\frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle dr_{||} = \iint d^{3}\vec{k}_{1}d^{3}\vec{k}_{2} \left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{1})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{2}) \right\rangle e^{i(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp}) \cdot \vec{r}_{\perp}} \\ \times \operatorname{sinc}((k_{1||} - k_{2||})R_{\Delta}).$$
(6.23)

En appliquant le changement de variable  $k_{||} = k_{1_{||}} - k_{2_{||}}$  et en intégrant sur  $k_{||}$  (utilisant, ici encore,  $\lim_{a\to 0} \int \frac{1}{a} f(x) \operatorname{sinc}(x/a) \, dx = f(0)$ ), on obtient

$$\frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle \, dr_{||} = \frac{1}{R_{\Delta}} \iint d^{3}\vec{k}_{2} d^{2}\vec{k}_{1\perp} \left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{1\perp},k_{2||})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{2\perp},k_{2||}) \right\rangle e^{i(\vec{k}_{1\perp}-\vec{k}_{2\perp})\cdot\vec{r}_{\perp}}. \tag{6.24}$$

Sachant que  $\left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{1_{\perp}},k_{1_{||}})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{2_{\perp}},k_{1_{||}})\right\rangle = (2\pi)^{2}\delta(\vec{k}_{1_{\perp}}-\vec{k}_{2_{\perp}})P_{v_{||}}(\vec{k}_{2_{\perp}},k_{1_{||}})$  on peut écrire

$$\frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle \, dr_{||} = \frac{(2\pi)^{2}}{R_{\Delta}} \iint d^{3}\vec{k}_{2}d^{2}\vec{k}_{1\perp}\delta(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp})P_{v_{||}}(\vec{k}_{2\perp}, k_{1_{||}}) \, e^{i(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp})\cdot\vec{r}_{\perp}}. \tag{6.25}$$

Finalement, l'intégration sur  $\vec{k}_{1_{\perp}}$  donne

$$\frac{1}{2R_{\Delta}} \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle \ dr_{||} = \frac{(2\pi)^{2}}{R_{\Delta}} \int d^{3}\vec{k} P_{v_{||}}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}).$$
(6.26)

Dans un second temps, développons  $\bar{v}_{||}$  en sa série de Fourier et injectons la dans le second terme de l'équation 6.21. On obtient alors

$$\left\langle \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}) \right\rangle = \iint d^{2}\vec{k}_{1\perp}d^{2}\vec{k}_{2\perp} \left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{1\perp})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{2\perp}) \right\rangle \ e^{i(\vec{k}_{1\perp}-\vec{k}_{2\perp})\cdot\vec{r}_{\perp}} \tag{6.27}$$

De nouveau,  $\left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{1\perp})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{2\perp})\right\rangle = (2\pi)^{2}\delta(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp})P_{\vec{v}_{||}}(\vec{k}_{2\perp})$  et  $\left\langle \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp})\right\rangle = (2\pi)^{2}\iint d^{2}\vec{k}_{1\perp}d^{2}\vec{k}_{2\perp}\delta(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp})P_{\vec{v}_{||}}(\vec{k}_{2\perp}) e^{i(\vec{k}_{1\perp} - \vec{k}_{2\perp})\cdot\vec{r}_{\perp}}$  (6.28)

Finalement, l'intégration sur  $\vec{k}_{1+}$  donne

$$\left\langle \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}) \right\rangle = (2\pi)^{2} \int d^{2}\vec{k}_{1\perp} P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{1\perp})$$
 (6.29)

En insérant les équations 6.26 et 6.29 dans 6.21 et en prenant en compte l'équation 6.20 que j'ai obtenue ci-dessus, la dispersion de la composante  $v_{||}$  du champ de vitesse turbulent, dans le cas d'un milieu uniforme, est donnée alors par

$$\langle \sigma_{||}^2(r_{\perp}) \rangle = \frac{(2\pi)^2}{R_{\Delta}} \int P_{v_{||}}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}) \left[ 1 - \frac{\delta(k_{||})}{4\pi^2 R_{\Delta}} \right] d^3 \vec{k}.$$
 (6.30)

Grâce aux équations 6.20 et 6.49, nous savons donc désormais comment le spectre de puissance de Kolmogorov s'imprime théoriquement dans les propriétés statistiques des quantités projetées à deux dimensions. Dans la pratique, lorsque *Athena* et tout autre satellite nous fourniront des images de la turbulence dans les amas de galaxies, il faut être capable de mesurer dessus ces grandeurs, pour les comparer à ces prédictions théoriques. C'est dans cet objectif que j'ai développé un petit ensemble de routines numériques d'analyse de cartes, et j'en expose la performance ci-après.

#### 6.2.1.2 Reconstruction

Comme on vient de le voir, deux grandeurs statistiques nous permettent en principe de remonter, à partir d'images, aux propriétés de la turbulence dans le gaz intra-amas. Il s'agit de la fonction de structure du second ordre et du spectre de puissance des centroïdes de vitesse. Pour les reconstruire, j'ai développé deux routines numériques simples, basées sur des principes numériques classiques. Dans ce paragraphe, je montre leur application aux cartes de centroïdes que j'ai simulées dans la section 6.1.3.1, en me limitant au cas idéal sans erreurs systématiques, notamment de résolution spectrale, liées à l'instrument.



FIGURE 6.13 – Carte des centroïdes de vitesse  $C_{0\beta}^{l_1,10,3.66}$ , de la dispersion de vitesse le long de la ligne de visée  $\left[\Sigma_{0\beta}^{l_i,10,3.66}\right]^2$  ainsi que les spectres en énergie  $E_{v_{||}}$  et les fonctions de structure des centroïdes ( $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3$ ). Les lignes pointillées représentent les prédictions analytiques tandis que les points noirs et les zones colorées illustrent les valeurs centrales et les erreurs statistiques théoriques déduites de la mesure de ces quantités à partir des cartes simulées. *Gauche* : première configuration de la grille d'espace. *Droite* : seconde configuration de la grille d'espace.



FIGURE 6.14 – Même chose que sur la figure 6.13, en faisant varier l'échelle de dissipation, à  $l_i = 500 \text{ kpc}$  et  $\alpha = 11/3$ : cartes  $C_{0\beta}^{500,l_d,3.66}$  et  $\left[\Sigma_{0\beta}^{500,l_d,3.66}\right]^2$ .

D'une manière générale, je reconstruis numériquement parfaitement bien les prédictions théoriques. En y regardant de plus près, la figure 6.13 montre que la mesure directe du spectre de puissance ne permettra probablement pas de bien contraindre l'échelle d'injection dans le cas d'un amas proche car les échelles maximales seront insuffisamment échantillonnées. Cependant, si les erreurs systématiques restent dans la pratique raisonnables, la mesure de la fonction de structure, elle, permettra de distinguer entre différentes échelles d'injection. En revanche, dans le cas d'un amas éloigné, les échelles d'injection d'énergie considérées sont entièrement dans le champ de vue, Elles peuvent donc directement être sondées par le spectre de puissance, et la fonction de structure n'apportera pas d'information complémentaire.



FIGURE 6.15 – Même chose que sur la figure 6.13, en faisant varier cette fois l'indice spectral  $\alpha$ , à  $l_i = 500$  kpc et  $l_d = 10$  kpc : cartes  $C_{0\beta}^{500,10,\alpha}$  et  $\left[\Sigma_{0\beta}^{500,10,\alpha}\right]^2$ .

La figure 6.14 quant à elle montre clairement que la mesure de l'échelle de dissipation sera difficile, voire impossible, pour un amas proche et a fortiori plus encore s'il est éloigné, à partir de la fonction de structure. Si l'on souhaite y avoir accès, il faudra nécessairement mesurer le spectre de puissance directement.

Enfin, la figure 6.15 suggère que la fonction de structure pourrait être un bon outil pour mesurer l'indice spectral de la turbulence : sa pente et son plateau à grande séparation sont tous deux affectés par la valeur de  $\alpha$ . Il faudrait néanmoins mesurer simultanément l'échelle d'injection, de sorte à réduire la dégénérescence possible avec ce paramètre. Cependant, et tout naturellement, la valeur de  $\alpha$  est bien plus clairement inscrite dans la forme du spectre de puissance des cartes, et c'est donc cette dernière grandeur qu'il sera plus pertinent de mesurer.

Bien entendu, pour poser toutes ces conclusions sur un socle inébranlable, il reste à incorporer les erreurs statistiques est systématiques de détection dans l'analyse.

#### 6.2.2 Observation d'un amas proche

Dans la réalité, bien sûr, le gaz dans un amas n'est pas distribué de façon homogène. Ici, ainsi que dans la section suivante, j'inclus dans ma description un profil de densité plus réaliste : profil  $\beta$  ou  $\beta\beta$ . Dans cette section-ci, je m'intéresse spécifiquement au cas d'un amas situé à faible redshift, typiquement z = 0.03 (cf. amas de Coma).

En raison de la faible sensibilité des instruments actuels, les mesures de décalage et d'élargissement spectraux sont limitées à la partie centrale des amas proches et massifs. Plusieurs hypothèses d'études on été adoptées lors de travaux précédent (ZHURAVLEVA, CHURAZOV, A. KRAVTSOV & R. SUNYAEV 2012; ZUHONE *et al.* 2016), et je cherche notamment à vérifier leur validité dans le contexte de mon étude.

#### 6.2.2.1 Prédictions analytiques

Afin de caractériser les mouvements turbulents du gaz intra-amas dans la partie centrale des amas, je fais l'hypothèse que l'émissivité du gaz intra-amas, pour toutes les positions  $\vec{r}_{\perp} = (r_x, r_y)$ , est identique à celle mesurée au centre de l'amas ( $\vec{r}_{\perp} = \vec{0}$ ). Dans ces conditions, l'équation 5.28 peut être réécrite comme

$$\epsilon(r) = \frac{n_e^2(r_{||})}{\int_{-R_\Delta}^{R_\Delta} n_e^2(r_{||}) dr_{||}}$$
(6.31)

et les équations 5.27 et 5.32 deviennent

$$\bar{v}_{||}(\vec{r}_{\perp}) = \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} v_{||}(\vec{r}) \epsilon^{n\beta}(r_{||}) dr_{||}$$
(6.32a)

$$\sigma_{\bar{v}_{||}}^{2}(\vec{r}_{\perp}) = \int_{-R_{\perp}}^{R_{\Delta}} v_{||}^{2}(\vec{r}) \epsilon^{n\beta}(r_{||}) \ dr_{||} - \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}), \tag{6.32b}$$

où l'exposant  $n\beta$  rappelle simplement quel profil,  $\beta$  ou  $\beta\beta = 2\beta$ , on considère.

De manière similaire au cas d'un champ de densité uniforme, je souhaite exprimer le spectre de puissance des centroïdes de vitesse en fonction des paramètres du champ de vitesse  $v_{||}$  ainsi que de ceux du champ de densité considéré. J'exprime ainsi la transformée de Fourier de l'équation 6.32a, ce qui me donne

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = \frac{1}{2\pi} \iiint v_{||}(\vec{r}_{\perp}, r_{||}) \ \epsilon(r_{||}) \ \Pi_{R_{\Delta}}(r_{||}) \ e^{-i\vec{k}_{\perp}\cdot\vec{r}_{\perp}} d^{2}\vec{r}_{\perp}dr_{||}.$$
(6.33)

où, comme précédemment,  $\Pi_{R_{\Delta}}(r_{||})$  est la fonction porte de largeur  $2R_{\Delta}$ .

En posant  $v_{||}^{\epsilon}(\vec{r}_{\perp}, r_{||}) = v_{||}(\vec{r}_{\perp}, r_{||}) \epsilon(r_{||})$  l'équation ci-dessus s'écrit simplement

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = 2R_{\Delta} \int \hat{v}_{||}^{\epsilon}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}) \operatorname{sinc}(k_{||}R_{\Delta}) dk_{||}.$$
(6.34)

En se rapportant maintenant au calcul effectués dans la section précédente on trouve immédiatement

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = 2 \ \hat{v}_{||}^{\epsilon}(\vec{k}_{\perp}, k_{||} = 0),$$
(6.35)

on sait que  $\hat{v}_{||}^{\epsilon}(\vec{k}_{\perp}, k_{||} = 0)$  n'est rien d'autre que la tranche  $k_{||} = 0$  de la transformée de Fourier du produit de  $v_{||}(\vec{r}_{\perp}, r_{||})$  avec  $\epsilon(r_{||})$ , soit

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = 2 \int \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}, k_{1_{||}}) \hat{\epsilon}(k_{1_{||}}) dk_{1_{||}}.$$
(6.36)

Le spectre de puissance  $P_{\overline{v}_{||}}$  s'exprime finalement

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = \left\langle |\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp})|^2 \right\rangle = \left\langle \left| 2 \int \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}, k_{1_{||}}) \hat{\epsilon}(k_{1_{||}}) dk_{1_{||}} \right|^2 \right\rangle$$
(6.37a)

$$=4\iint \left\langle \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp},k_{1_{||}})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{\perp},k_{2_{||}})\right\rangle \hat{\epsilon}(k_{1_{||}})\hat{\epsilon}^{*}(k_{2_{||}}) \ dk_{1_{||}}dk_{2_{||}}$$
(6.37b)

Sachant que les phases de  $\hat{v}_{||}$  sont aléatoires, l'ensemble des termes croisés seront nuls si  $k_{1_{||}} \neq k_{2_{||}}$  (voir par exemple ZHURAVLEVA, CHURAZOV, A. KRAVTSOV & R. SUNYAEV 2012), ce qui donne

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 4 \int \left\langle \left| \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}) \right|^2 \right\rangle \left| \hat{\epsilon}_{\Pi}(k_{||}) \right|^2 dk_{||}.$$
(6.38)

Les spectres de puissance du champ de vitesse et de l'émissivité normalisée sont respectivement définis tels que  $P_{v_{||}} = \langle |\hat{v}_{||}|^2 \rangle$  et  $P_{\epsilon} = |\hat{\epsilon}_{\Pi}|^2$ . Je peux ainsi exprimer le spectre des centroïdes de vitesse comme

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 4 \int P_{v_{||}}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}) P_{\epsilon}(k_{||}) dk_{||}$$
(6.39)

L'équation 6.39 nous indique que le spectre de puissance des centroïdes de vitesse, dans l'hypothèse que le modèle d'émissivité défini l'équation 6.31 rende correctement compte de celle observée dans la partie centrale des amas ( $S_{obs} \sim 2\pi r_c^2$ ), s'exprime en fonction du spectre  $P_{v_{||}}$  et du spectre de puissance du champ d'émissivité normalisée. Il est donc nécessaire d'exprimer ce dernier en fonction des paramètres du champ de densité du gaz intra-amas.

Je considère que seule la partie centrale de l'amas est observée ( $S_{obs} \sim 2\pi r_c^2$ ), i.e. que pour chaque position  $\vec{r}_{\perp} = (r_x, r_y)$  du champ de vue, la distribution de matière le long de la ligne de visée est la même. Dans cette hypothèse, je peux modéliser le champ de densité par

$$n_e^{n\beta}(r) = n_{e0} \sum_{i=1}^n f_i \left( 1 + \left(\frac{r_{||}}{r_{c_i}}\right)^2 \right)^{-\frac{3\beta_i}{2}}$$
(6.40)

avec  $\sum_i f_i = 1$ . En substituant l'équation 6.40 dans l'équation 6.31 on obtient :

$$\epsilon^{n\beta}(r_{||}) = \frac{\sum_{i=1}^{n} f_i \left(1 + \frac{r_{||}^2}{r_{c_i}^2}\right)^{-3\beta_i}}{\int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \sum_{i=1}^{n} f_i \left(1 + \frac{r_{||}^2}{r_{c_i}^2}\right)^{-3\beta_i} dr_{||}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} f_i \left(1 + \frac{r_{||}^2}{r_{c_i}^2}\right)^{-3\beta_i}}{2R_{\Delta} \sum_{i=1}^{n} f_i \ _2F_1(\frac{1}{2}, 3\beta_i; \frac{3}{2}; -\frac{R_{\Delta}^2}{r_{c_i}^2})}.$$
 (6.41)

La transformée de Fourier de  $\epsilon_\Pi^{n\beta}$  s'exprime alors par

$$\hat{\epsilon}^{n\beta}(k_{||}) = \frac{\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \sum_{i=1}^{n} f_i \left(1 + \frac{r_{||}^2}{r_{c_i}^2}\right)^{-3\beta_i} e^{-i\vec{k}_{\perp}\cdot\vec{r}_{\perp}} e^{-ik_{||}r_{||}} d^2\vec{r}_{\perp} dr_{||}}{2R_{\Delta} \sum_{i=1}^{n} f_i \ _2F_1(\frac{1}{2}, 3\beta_i; \frac{3}{2}; -\frac{R_{\Delta}^2}{r_{c_i}^2})}.$$
(6.42)

L'intégrale sur  $d^2 ec{r}_\perp$  donne

$$\hat{\epsilon}^{n\beta}(k_{||}) = \frac{1}{4\pi R_{\Delta}} \frac{\sum_{i=1}^{n} f_{i} \frac{2^{\frac{3}{2} - 3\beta_{i}} r_{c_{i}}^{6\beta_{i}}}{\Gamma(3\beta_{i})} \times \left(\frac{r_{c_{i}}}{k_{||}}\right)^{1/2 + 3\beta_{i}} \mathcal{K}_{\frac{1}{2} - 3\beta_{i}}(r_{c_{i}}k_{||})}{\sum_{i=1}^{n} f_{i} \ _{2}F_{1}(\frac{1}{2}, 3\beta_{i}; \frac{3}{2}; -\frac{R_{\Delta}^{2}}{r_{c_{i}}^{2}})} \times \delta^{2}(\vec{k}_{\perp}),$$
(6.43)

avec  $\mathcal{K}_n$  la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce. La transformée Fourier de  $\epsilon^{n\beta}$  se définie donc comme  $\hat{\epsilon}^{n\beta}(k_{||}) = \delta^2(\vec{k}_{\perp})\hat{\epsilon}(k_{||})$ . Le spectre de puissance de l'émissivité normalisée  $P_{\epsilon}(k_{||}) = |\hat{\epsilon}(k_{||})|^2$  s'exprime donc comme

$$P_{\epsilon}(k_{||}) = \frac{1}{16\pi^2 R_{\Delta}^2} \left[ \frac{\sum_{i=1}^n f_i \frac{2^{\frac{3}{2} - 3\beta_i} r_{c_i}^{6\beta_i}}{\Gamma(3\beta_i)} \times \left(\frac{r_{c_i}}{k_{||}}\right)^{1/2 + 3\beta_i} \mathcal{K}_{\frac{1}{2} - 3\beta_i}(r_{c_i}k_{||})}{\sum_{i=1}^n f_i \ _2F_1(\frac{1}{2}, 3\beta_i; \frac{3}{2}; -\frac{R_{\Delta}^2}{r_{c_i}^2})} \right]^2.$$
(6.44)



(a)  $r_c = [200, 300, 400]$  kpc (lignes pointillées) et  $\beta = 0.67$ .



(b)  $\beta = [0.5, 0.67, 0.8]$  et  $r_c = 300$  kpc (ligne pointillée)

FIGURE 6.16 – Spectre de puissance de l'émissivité normalisée pour différentes paramétrisations du profil $-\beta$ .

La figure 6.16 montre les spectres de puissance de l'émissivité normalisée, calculés à partir de l'équation 6.44. On voit que ce spectre de puissance décroît rapidement pour un nombre d'onde  $k_{||}$  supérieur à une certaine valeur  $k_{eff}$ . En suivant la réflexion de ZHURAVLEVA, CHURAZOV, A. KRAVTSOV & R. SUNYAEV (2012), l'équation 6.39 peut être ré-écrite comme

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 2\pi \left( \int_{0}^{k_{eff}} P_{v_{||}}(\sqrt{k_{\perp}^{2},k_{||}^{2}})P_{\epsilon}(k_{||})dk_{||} + \int_{k_{eff}}^{+\infty} P_{v_{||}}(\sqrt{k_{\perp}^{2},k_{||}^{2}})P_{\epsilon}(k_{||})dk_{||} \right).$$
(6.45)

Le second terme ne contribue que faiblement car pour  $k>k_{\tt eff},\,P_\epsilon\longrightarrow 0$  très rapidement. Ainsi on obtient que

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 2\pi \int_{0}^{k_{\text{eff}}} P_{v_{||}}(\sqrt{k_{\perp}^{2} + k_{||}^{2}}) P_{\epsilon_{\Pi}}(k_{||}) dk_{||}$$
(6.46)

et pour  $k_{||} \in [0, k_{\texttt{eff}}]$ , on peut faire l'approximation que  $\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{||}^2} \approx k_{\perp}$ , ce qui permet d'exprimer le spectre de puissance des centroïdes de vitesse par

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 2\pi P_{v_{||}}(k_{\perp}) \int P_{\epsilon_{\Pi}}(k_{||}) dk_{||} \quad (6.47)$$

Ainsi, le spectre de puissance des centroïdes de vitesse est égal au spectre de puissance du champ de vitesse  $v_{||}$  à un facteur de normalisation constant près, égal à l'intégrale du spectre de puissance de l'émissivité normalisée  $P_{\epsilon_{II}}(k_{||})$ .

La dispersion moyenne (sur un nombre de réalisations) du champ de vitesse  $v_{||}$  le long de la ligne de visée  $\sigma_{\vec{v}_{||}}^2(\vec{r}_{\perp})$  se déduit quant à elle de l'équation 6.32b. Elle s'écrit

1

$$\left\langle \sigma_{\bar{v}_{||}}^{2}(\vec{r}_{\perp}) \right\rangle = \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} \left\langle v_{||}^{2}(\vec{r}) \right\rangle \epsilon(r_{||}) \ dr_{||} - \left\langle \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}) \right\rangle.$$
(6.48)

En suivant la même approche que celle que nous avons développée dans la section 6.2.1.1, en prenant en compte les équations 6.47 et 6.44 et en nous référant à ZHURAVLEVA, CHURAZOV, A. KRAVTSOV & R. SUNYAEV (2012), on obtient directement

$$\langle \sigma_{||}^2(r_{\perp}) \rangle = \frac{(2\pi)^2}{R_{\Delta}} \int P_{v_{||}}(\vec{k}_{\perp}, k_{||}) \left[ 1 - 4R_{\Delta} \ P_{\epsilon}(k_{||}) \right] d^3 \vec{k}.$$
(6.49)
### 6.2.2.2 Reconstruction

De même qu'au paragraphe 6.2.1.2 plus haut, on reconstruit ici la fonction de structure et le spectre de puissance des centroïdes de vitesse, à la différence cependant que le gaz dans l'amas suit ici un profil  $\beta$ . Je me pose en particulier la question de comment les valeurs des paramètres du profil  $\beta$  se reflètent dans les grandeurs statistiques décrivant la turbulence du gaz. Je conserve donc ici les paramètres  $l_d$ ,  $l_i$  et  $\alpha$  fixes, et ne fais varier  $r_c$  et  $\beta$ .

Globalement, je reconstruis numériquement les prédictions théoriques. En effet, sur les figures 6.17a et 6.17b on voit que la reconstruction des spectres de puissance est en très bon accord avec la prédiction analytique. On remarque cependant, en particulier pour les faibles valeurs de  $r_c$ , que les fonctions de structure présentent un léger déficit aux séparations  $r_{\perp}$  voisines de la taille des cartes (voir figure 6.17a). Ce déficit pourrait être d'origine numérique, ou bien dû à la taille finie de l'image, mais pour en avoir le coeur net, une investigation approfondie mériterait d'être conduite. Cela dit, les erreurs portées ici sur les graphes ne sont que des sous estimations idéales des erreurs réelles, et donc le déficit noté pourrait ne pas être significatif dans la réalité. Sur la figure 6.17b on ne voit pas de différences fortement marquées pour les différentes valeur considérées du paramètre  $\beta$ .



(a) *Haut* : Carte des centroïdes de vitesse  $C_{r_c,0.67}^{250,10,3.66}(\mathbf{x},\mathbf{y})$  et de la dispersion de vitesse le long de la ligne de visée  $\left[\Sigma_{r_c,0.67}^{250,10,3.66}(\mathbf{x},\mathbf{y})\right]^2$ . *Milieu* : Spectre en énergie  $E_{v_{||}}$ . *Bas* : Fonction de structure des centroïdes de vitesses.



(b) Haut : Carte des centroïdes de vitesse  $C_{300,\beta}^{250,10,3.66}(\mathbf{x},\mathbf{y})$  et de la dispersion de vitesse le long de la ligne de visée  $\left[\Sigma_{300,\beta}^{250,10,3.66}(\mathbf{x},\mathbf{y})\right]^2$ . Milieu : Spectre en énergie  $E_{v_{||}}$ . Bas : Fonction de structure des centroïdes de vitesses.

FIGURE 6.17 – Les lignes pointillées représentent les prédictions analytiques tandis que les point noirs et les zones colorées illustrent les valeurs centrales et les erreurs déduites de la mesure de ces quantités à partir des cartes simulées.

### 6.2.3 Observation d'un amas lointain

Nous avons déjà mentionné plus haut que le grand champ de vue de l'instrument X-IFU et sa résolution spatiale de cinq secondes d'arc nous permettront, en principe, de mesurer le spectre de puissance et la fonction de structure des cartes de centroïde de vitesse dans les zones centrales des amas de galaxies. Maintenant, comme la sensibilité de cet instrument sera bien supérieure à celle de ses prédécesseurs, nous devrions pouvoir faire des mesures sur les amas de galaxies de leur centre jusqu'à leur périphérie. Pour simuler cette situation, je considère ci-dessous un amas suffisamment loin pour qu'il rentre en entier dans le champ de vue.

### 6.2.3.1 Prédictions analytiques

Je considère désormais un champ de densité tri-dimensionnel défini par le profil- $n\beta$  donné par l'équation 6.5. Dans ces conditions, l'équation 5.28 s'écrit

$$\epsilon(r) = \frac{n_e^2(r)}{\int n_e^2(r)dr_{||}}$$
(6.50)

et les équations 5.27 et 5.32 peuvent être réécrites comme

$$\bar{v}_{||}(\vec{r}_{\perp}) = \int_{-R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} v_{||}(\vec{r}) \epsilon^{n\beta}(r) \ dr_{||}$$
et
(6.51a)

$$\sigma_{\bar{v}_{||}}^{2}(\vec{r}_{\perp}) = \int_{R_{\Delta}}^{R_{\Delta}} v_{||}^{2}(\vec{r}) \epsilon^{n\beta}(r) \ dr_{||} - \bar{v}_{||}^{2}(\vec{r}_{\perp}).$$
(6.51b)

Comme plus haut, je souhaite exprimer le spectre de puissance des centroïdes de vitesse en fonction des paramètres du champ de vitesse  $v_{||}$  ainsi que de ceux du champ de densité considéré. J'exprime ainsi la transformée de Fourier de l'équation 6.51a, ce qui me donne

$$\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = \frac{1}{2\pi} \iiint v_{||}(\vec{r}_{\perp}, r_{||}) \epsilon_{\Pi}(\vec{r}_{\perp}, r_{||}) \ e^{-i\vec{k}_{\perp} \cdot \vec{r}_{\perp}} dr_{||} d^2 \vec{r}_{\perp}.$$
(6.52)

avec  $\epsilon_{\Pi}(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r}) \prod_{R_{\Delta}}(\vec{r}).$ 

$$\hat{\bar{v}}_{||}(\vec{k}_{\perp}) = \sqrt{2\pi} \iiint \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp_{1}}, k_{||_{1}}) \hat{\epsilon}_{\Pi}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{\perp_{1}}, k_{||_{1}}) \ d^{2}\vec{k}_{\perp_{1}} dk_{||_{1}}.$$
(6.53)

Le spectre de puissance  $P_{\overline{v}_{||}}$  s'exprime finalement

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = |\hat{\bar{v}}_{||}(\vec{k}_{\perp})|^2 = \left|\sqrt{2\pi} \int \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp_1}, k_{||_1})\hat{\epsilon}_{\Pi}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{\perp_1}, k_{||_1}) \ dk_{||_1}\right|^2 \tag{6.54a}$$

$$=2\pi\iiint d^{2}\vec{k}_{\perp_{1}}d^{2}\vec{k}_{\perp_{2}}dk_{||_{1}}dk_{||_{2}}\hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp_{1}},k_{||_{1}})\hat{v}_{||}^{*}(\vec{k}_{\perp_{2}},k_{||_{2}})\hat{\epsilon}_{\Pi}(\vec{k}_{\perp}-\vec{k}_{\perp_{1}},k_{||_{1}})\hat{\epsilon}_{\Pi}^{*}(\vec{k}_{\perp}-\vec{k}_{\perp_{2}},k_{||_{2}})$$
(6.54b)

Comme précédemment, sachant que les phases de  $\hat{v}_{||}$  sont aléatoires, l'ensemble des termes croisés sont nuls si  $(\vec{k}_{\perp_1}, k_{||_1}) \neq (\vec{k}_{\perp_2}, k_{||_2})$  ce qui donne

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 2\pi \iiint \left| \hat{v}_{||}(\vec{k}_{\perp_{1}}, k_{||}) \right|^{2} \left| \hat{\epsilon}_{\Pi}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{\perp_{1}}, k_{||}) \right|^{2} d\vec{k}_{\perp_{1}} dk_{||}.$$
(6.55)

Le spectre de puissance du champ de vitesse et de l'émissivité normalisée peuvent être définis respectivement par  $P_{v_{||}} = |\hat{v}_{||}|^2$  et  $P_{\epsilon_{\Pi}} = |\hat{\epsilon}_{\Pi}|^2$ . On obtient ainsi

$$P_{\bar{v}_{||}}(\vec{k}_{\perp}) = 2\pi \iiint P_{v_{||}}(\vec{k}_{\perp_{1}}, k_{||}) P_{\epsilon_{\Pi}}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{\perp_{1}}, k_{||}) d\vec{k}_{\perp_{1}} dk_{||}.$$
(6.56)

Ici, l'équation 6.56 nous indique que le spectre de puissance des centroïdes de vitesses s'exprime comme le produit de convolution du spectre de puissance du champ de vitesse  $v_{||}$  et du spectre de puissance du champ de d'émissivité normalisée. Désormais, pour aller jusqu'au bout de cette prédiction analytique, il faut obtenir l'expression du spectre de puissance  $P_{\epsilon_{II}}(\vec{k})$ . Hélas, au moment de soumettre ce manuscrit à mes rapporteurs, mes calculs analytiques n'ont pas abouti à une expression synthétique exploitable. En revanche, je peux mesurer sur les cartes simulées les spectres et fonctions de structure des centroïdes, et les comparer au cas homogène et au cas d'un amas proche afin de montrer si, et comment, l'information contenue dans les régions périphériques de l'amas laissent une trace mesurable.

### 6.2.3.2 Reconstruction

De nouveau, de la même manière que pour les cas précédemment exploités, on reconstruit ici la fonction de structure et le spectre de puissance des centroïdes de vitesse. En revanche, ici, en addition au cas de l'observation d'un amas proche (voir section ??), la distribution du gaz dans le champ de vue ne peut pas être considérée uniforme, et le gaz suit un profil- $\beta\beta$  dans les trois directions de l'espace. Je me pose en particulier la question de comment les valeurs des paramètres du profil  $\beta\beta$  se reflètent dans les grandeurs statistiques décrivant la turbulence du gaz. Je conserve donc ici les paramètres  $l_d = 10$  kpc,  $l_i = 500$  kpc et  $\alpha = 11/3$  fixes, et ne fais varier que  $r_{c_1}$ ,  $r_{c_2}$ ,  $\beta_1$  et  $\beta_2$ .

Les figures 6.18 et 6.19 illustrent, respectivement, la reconstruction du spectre de puissance et de la fonction de structure de l'ensemble des cartes de centroïdes de vitesse simulées  $C_{2\beta}^{500,10,3.66}(x, y)$ . N'ayant pas encore abouti à une prédiction analytique du spectre de puissance et de la fonction de structure exploitable numériquement, je superpose la reconstruction des deux quantités statistiques faites sur la carte des centroïdes  $C_{0\beta}^{500,10,3.66}(x, y)$  correspondant au cas d'un amas de homogène. Ainsi je peux observer comment ples aramètres du profil- $\beta\beta$  affectent ces quantités.

On voit sur la figure 6.18 que le spectre de puissance des centroïdes de vitesse reconstruit ici ne diffère pas de celui du cas homogène pour des grandes valeurs de  $k_{\perp}$ , peu importent les valeurs des paramètres du profil- $\beta\beta$ . On observe cependant des différences d'amplitude de l'ensemble du spectre, notamment en fonction des valeurs du paramètre  $\beta_2$ . En effet, on voit que plus la valeur de ces paramètres est faible, plus l'amplitude du spectre reconstruit est élevée. Bien que la prédiction analytique de ce spectre de puissance ne soit pas complète, l'équation 6.56 exhibe un produit de convolution entre le spectre de puissance du champ de vitesse turbulent  $P_{v_{||}}(\vec{k})$  et celui du champ d'émissivité normalisée  $P_{\epsilon_{\Pi}}(\vec{k})$ . Malgré l'absence d'expression analytique exploitable pour  $P_{\epsilon_{\Pi}}(\vec{k})$ , il est clair, à la vue de la figure 6.16a, que ce spectre de puissance présente une échelle caractéristique  $k_{c_1} = 1/r_{c_1}$ . Ainsi, ce produit de convolution n'est rien d'autre qu'un filtrage par  $P_{\epsilon_{\Pi}}(\vec{k})$  des fluctuations situées à des nombres d'ondes plus petits que  $k_{c_1}$ . Cela explique donc que la pente du spectre de puissance reconstruit ne soit pas affectée par le champ de densité. En effet, le régime inertiel correspond à des nombres d'onde  $k_i < k < k_d$  et dans le cas que j'ai considéré,  $k_i \sim k_{c_1}$ . De plus, on voit que la chute de puissance pour les petits k est plus drastique que dans le cas homogène ce qui peut de nouveau être un effet de cette convolution. Bien évidement, cette réflexion n'est qu'une façon d'interpréter ces graphiques et il est nécessaire de considérer des échelles d'injections plus grande afin de confirmer notre intuition sur l'effet du champ de densité sur le spectre de puissance des centroïdes de vitesse.

Identiquement, sur la figure 6.19, on voit que la fonction de structure des centroïdes de vitesse reconstruite est en accord avec celle du cas homogène pour des faibles valeurs de  $r_{\perp}$ , peu importent les valeurs des paramètres du profil- $\beta\beta$  que j'ai considéré. On observe cependant des différences d'amplitude de cette fonction pour des grandes valeurs de  $r_{\perp}$ . Toutefois, on voit que la forme caractéristique induite par l'échelle d'injection n'est pas affectée dans ce cas. Il est alors, ici encore, possible d'estimer l'échelle d'injection des mouvements turbulents au sein du gaz intra-amas. Les différences d'amplitudes peuvent, ici encore, être interprétées de la même manière que pour les spectre de puissance bien que cette interprétation reste à être démontrer à l'avenir.



(a) Différentes  $r_{c_1} = [200, 300, 500]$  kpc sont considérés et  $\beta_1 = 1.0$ ,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_2 = 0.5$ .



(b) Différents  $r_{c_2} = [800, 900, 1000]$  kpc sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $\beta_1 = 1.0$  et  $\beta_2 = 0.5$ .



(c) Différents indices  $\beta_1 = [0.67, 1.0, 1.2]$  sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_2 = 0.5$ .



(d) Différents indices  $\beta_2 = [0.3, 0.5, 0.7]$  sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_1 = 1.0$ .

FIGURE 6.18 – Spectre d'énergie  $E_{\bar{v}_{||}}(k_{\perp})$ . Les points noirs représentent les spectres reconstruits à partir des cartes de centroïdes de vitesses présentées dans la figure 6.11a). Les lignes pointillées bleues illustrent le spectre en énergie reconstruit dans le cas homogène (voir section 6.2.1.2). Les paramètres du champ de vitesse turbulent  $v_{||}$  sont fixé à  $l_i = 500$  kpc,  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3$ .



(a) Différentes  $r_{c_1} = [200, 300, 500]$  kpc sont considérés et  $\beta_1 = 1.0$ ,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_2 = 0.5$ .



(b) Différents  $r_{c_2} = [800, 900, 1000]$  kpc sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $\beta_1 = 1.0$  et  $\beta_2 = 0.5$ .



(c) Différents indices  $\beta_1 = [0.67, 1.0, 1.2]$  sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_2 = 0.5$ .



(d) Différents indices  $\beta_2 = [0.3, 0.5, 0.7]$  sont considérés et  $r_{c_1} = 300$  kpc,  $r_{c_2} = 900$  kpc et  $\beta_1 = 1.0$ .

FIGURE 6.19 – Fonction de structure  $S\mathcal{F}(r_{\perp})$ . Les points noirs représentent les spectres reconstruits à partir des cartes de centroïdes de vitesses présentées dans la figure 6.11a. Les lignes pointillées bleues illustrent le spectre en énergie reconstruit dans le cas homogène (voir section 6.2.1.2). Les paramètres du champ de vitesse turbulent  $v_{||}$  sont fixé à  $l_i = 500$  kpc,  $l_d = 10$  kpc et  $\alpha = 11/3$ .

Quatrième partie Conclusion Chapitre 7

# Résumé et perspectives

C'est pas moi qui explique mal c'est les autres qui sont cons.

Kaamelott/Perceval

Dans la première partie de mon travail de thèse, je me suis focalisé sur l'analyse détaillée du système d'amas PLCK G214.6+37.0. Dans le chapitre 3, j'ai présenté une réduction des données X plus conservatrice que celle de PLANCK COLLABORATION (2013b) en terme de sélection des évènements et de modélisation des contaminations astrophysiques et instrumentale. Cette réduction des données plus sévère a permis d'améliorer sensiblement la précision des mesures des grandeurs physiques. Dans le chapitre 4, j'ai exposé mon analyse complète du système multiple. J'ai reproduit l'analyse spectrale avec deux approches, l'une basée sur la statistique de Cash et l'autre utilisant l'inférence bayésienne. Les deux méthodes d'ajustement m'ont permis de mesurer les redshifts des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 avec une excellente précision :  $z_{X,A} = 0.44 \pm 0.01$ ,  $z_{X,B} = 0.49 \pm 0.01$ ,  $z_{X,C} = 0.45 \pm 0.01$ . Ces valeurs sont confirmées par une étude des données spectrométriques de *VLT*/VIMOS de PLCK G214.6+37.0. Ainsi, je trouve que le système multiple semble être en réalité constitué d'une paire d'amas (A-C) et un amas isolé (B) en arrière-plan.

Pour chacun des amas du système PLCK G214.6+37.0, j'ai étudié l'impact de différents profils de densité ( $\beta$  et  $\beta\beta$ ) et de température (uniforme, donc isotherme, et non-isotherme) sur le calcul des grandeurs dérivées telles que la taille, la masse, la pression et l'entropie. En particulier, j'ai montré que dans l'hypothèse d'un gaz isotherme, les valeurs de la taille des amas, leur masse hydrostatique et leur pression sont systématiquement plus élevées d'environ 3 - 5%, 10 - 35% et 20% que dans le cas où l'on considère un gaz non-isotherme. Néanmoins, les valeurs déduites des deux profils (isotherme et non isotherme) restent en accord entre elles à  $1\sigma$  près.

Mon travail s'est développé ensuite autour du contenu en gaz des amas du système PLCK G214.6+37.0 en calculant la fraction de gaz totale ainsi que de le biais hydrostatique et en comparant les valeurs déduites à celles disponibles dans la littérature. J'ai mis en avant, par le calcul analytique des masses hydrostatiques, la présence d'un biais hydrostatique *b* indiquant des processus non thermiques au sein des amas du système. Je trouve que l'hypothèse d'isothermalité et le profil de densité affectent les valeurs du biais hydrostatique déduites. Dans le cas isotherme, je mesure un biais  $\sim 15 - 40\%$  plus élevé que dans le cas non isotherme. De même, j'ai observé que le choix du profil de densité influe sur la valeur déduite du bais hydrostatique. Je trouve que le biais pour le profil  $\beta$  peut être  $\sim 45 - 70\%$  plus élevé que pour le profil  $\beta\beta$ . Les valeurs moyennes des biais hydrostatiques des trois amas, dans l'hypothèse isotherme, sont proches des valeurs obtenues par par la communauté  $\sim 0.8$ . Dans l'hypothèse non isotherme, ces valeurs sont plus faibles et proches de la valeur nécessaire afin de réconcilier les contraintes cosmologiques des amas de galaxies et celles du fond diffus cosmologique par *Planck*. Toutefois, les biais hydrostatiques des trois amas calculés dans l'hypothèse isotherme sont en accord à 1 $\sigma$  avec les valeurs calculés dans l'hypothèse non isotherme. Pour finir je trouve que, pour les trois amas, les valeurs de la fraction de gaz hydrostatique corrigées du biais hydrostatique sont en accord entre elles et compatibles à 1 $\sigma$  avec la fraction de gaz hydrostatique corrigées du biais hydrostatique sont en accord entre elles et compatibles à 1 $\sigma$  avec la fraction de gaz universelle.

Finalement, j'ai mesuré une contribution plus importante de la pression du gaz dans les amas individuels en comparaison à l'étude menée par la collaboration *Planck*. En effet, dans l'hypothèse que le gaz intra-amas est isotherme, je détecte en moyenne 24% de gaz supplémentaire par rapport à l'étude précédente. Je remarque également que dans cette hypothèse, avec les données extraites à l'aide de l'inférence bayésienne, la quasi-totalité du signal tSZ mesuré par *Planck* peut être expliquée par la somme du signal des amas individuels réduisant la probabilité d'avoir une composante de gaz chaud diffus entre les amas de cette structure et favorisant le fait que le système PLCK G214.6+37.0 n'est effectivement pas un système triple d'amas de galaxies.

En dernier lieu, je me suis intéressé à l'état dynamique des trois amas du système PLCK G214.6+37.0 et à leur classification en termes d'amas « cool-core » et « non cool-core ». J'ai pour cela utilisé plusieurs indicateurs : les mesures de l'abondance en métaux, la pseudo-entropie et les profils de pression et d'entropie. Les différents indicateurs étudiés suggèrent, indépendemment des modèles de densité et de température, que les amas B et C sont des amas dynamiquement perturbés de type non cool-core. La situation de l'amas A et plus complexe et les indicateurs (dont certains dépendent des hypothèses utilisées) ne permettent pas de conclure quant à sa nature cool-core ou non cool-core.

L'analyse que j'ai menée de l'émission X du système PLCK G214.6+37.0 ne constitue que le premier socle d'une analyse multi-longueur d'onde qui pourrait se poursuivre au delà de ce travail de thèse.

Dans le domaine submillimétrique, parmi les perspectives immédiates de mon travail, il serait important de re-calculer le signal tSZ des amas de galaxies du système dans les données *Planck* les plus récentes (celles utilisées dans mon manuscript ayant éte extraites des données mise à disposition en 2013). Cette nouvelle estimation de la pression nous permettrait de quantifier plus précisemment la contribution des amas individuels

à la pression totale du système et donc de mieux contraindre la présence d'une contribution liée à du gaz diffus entre les amas. La résolution de *Planck* ne permet ni une étude détaillée des amas de galaxies, ni une détection directe du gaz entre les amas. Des données tSZ de plus haute résolution sont nécessaires notamment pour contraindre la contribution non-thermique à la pression totale dans chaque amas. L'instrument *NIKA2* semble idéal pour ce type d'étude et une proposition d'observation du système PLCK G214.6+37.0 est envisagée.

Dans le domaine optique, l'analyse des données *VLT*-VIMOS a permis la mesure précise des redshifts des amas individuels du système multiple PLCK G214.6+37.0. Des données à plus haute résolution spectrale permettraient de conduire des études sur les propriétés des galaxies au sein de ce système en lien avec les propriétés du gaz mesurées par les données X et SZ.

Pour finir, le domaine radio et les rayons gamma nous renseignent sur les émissions liées aux phénomènes violents dans les amas de galaxies (fusions, chocs d'accrétion de matière, etc.). Il serait particulièrement intréressant, à court terme, de rechercher dans les relevés radio (e.g. *LOFAR*) des signatures observationnelles de ces événements et de les corréler aux contraintes sur l'état dynamique des amas individuels de PLCK G214.6+37.0, déduits de mon analyse des rayons X.

Les analyses des amas de galaxies sont effectuées dans l'hypothèse où seule la pression thermique contribue à l'équilibre hydrostatique du gaz intra-amas. Cependant, plusieurs indices observationnels, dont le biais hydrostatique, indiquent la présence de processus non-thermiques. Dans la seconde partie de mon travail de thèse, je me suis concentré sur l'un des processus physique proposé pour rentre compte de la contribution non thermique du gaz intra-amas : les mouvement turbulents du gaz. J'ai construit des simulations des centroïdes de vitesse ainsi que la dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée qui seront observés à la résolution spatiale du futur satellite Athena. J'ai développé les calculs analytiques permettant de prédire les estimateurs de la turbulence, spectre de puissance et fonction de structure des centroïdes de vitesse, dans le cas d'un amas de galaxies proche (de type Coma, z = 0.03). J'ai de plus développé une méthode de reconstruction de ces deux estimateurs que j'ai tout d'abord testée et validée sur le cas d'une distribution homogène et isotrope de la densité de gaz. Puis, j'ai appliquée cette reconstruction aux cartes de centroïdes de vitesses simulées dans le cas de l'observation de l'amas proche. Je trouve que les prédictions analytiques et les résultats de la reconstructions sont en très bon accord dans le cas de l'observation de l'amas proche. Les résultats préliminaires sur l'amas de galaxies de type Coma indiquent que les outils numériques et analytiques, que j'ai présentés dans un contexte d'observation idéale, nous permettront d'estimer, à partir des simples cartes de centroïdes de vitesse, les paramètres caractérisant le champ de vitesse turbulent.

Le résultats, montrés dans le manuscrit, sur la reconstruction des centroïdes de vitesses sont obtenus dans un cadre très simple, voire idéal, d'une observation par un observatoire dans les rayons X dont la résolution spatiale est celle d'*Athena*. Par ailleurs, le développement analytique du calcul du spectres de puissance de la fonction de structure des centroïdes de vitesse, pour un amas plus éloigné (z = 0.1) que Coma, est inachevée. Outre la finalisation des prédictions pour l'observation d'amas lointains, les perspectives naturelles de mon travail concernent la considération d'un contexte observationnel plus réaliste notamment en prenant en compte les erreurs statistiques de mesure et les erreurs instrumentales systématiques. Ces développements supplémentaires devront être conduits dans les calculs analytiques. Pour la reconstruction du signal, nous pourrons nous baser sur le simulateur de données SIXTE (DAUSER *et al.* 2019). En comparant les résultats de ces deux approches, nous serons alors à même de statuer sur les performances de détection de la turbulence par le satellite *Athena* et d'en prédire la faisabilité en fonction de la masse, du redshift, de la densité de gaz dans les amas de galaxies et de leur état dynamique.

## Bibliographie

- 1. ABELL, G. O. The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **3**, 211 (1958).
- 2. ABT, H. A. The Age of the Local Interstellar Bubble. **141**, 165 (2011).
- ADAM, R., COMIS, B., BARTALUCCI, I. *et al.* High angular resolution Sunyaev-Zel'dovich observations of MACS J1423.8+2404 with NIKA : Multiwavelength analysis. 586, A122. arXiv : 1510.06674 [astro-ph.CO] (2016).
- 4. ADAM, R., COMIS, B., MACIAS-PEREZ, J. .-F. *et al.* Pressure distribution of the high-redshift cluster of galaxies CL J1226.9+332 with NIKA. **576**, A12. arXiv : 1410.2808 [astro-ph.CO] (2015).
- ADAMI, C. et al. The XXL Survey. XX. The 365 cluster catalogue, A5. arXiv: 1810.03849 [astro-ph.CO] (2018).
- 6. AGHANIM, N., DE LUCA, A., BOUCHET, F. R., GISPERT, R. & PUGET, J. L. Cosmology with Sunyaev-Zeldovich observations from space. *Astronomy and Astrophysics* **325**, 9-18 (1997).
- AIHARA, H. *et al.* The Eighth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey : First Data from SDSS-III. 193, 29. arXiv : 1101.1559 [astro-ph.IM] (2011).
- 8. AIRD, J. *et al.* The Hot and Energetic Universe : The formation and growth of the earliest supermassive black holes, arXiv :1306.2325. arXiv : 1306.2325 [astro-ph.HE] (2013).
- 9. ALLEN, S. W., RAPETTI, D. A. *et al.* Improved constraints on dark energy from Chandra X-ray observations of the largest relaxed galaxy clusters. **383**, 879-896. arXiv : 0706.0033 [astro-ph] (2008).
- 10. ALLEN, S. W., EVRARD, A. E. & MANTZ, A. B. Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters. 49, 409-470. arXiv : 1103.4829 [astro-ph.CO] (2011).
- 11. ALSTON, W. N. et al. A dynamic black hole corona in an active galaxy through X-ray reverberation mapping. *Nature Astronomy* (2020).
- 12. ANDO, S. & NAGAI, D. Gamma-ray probe of cosmic ray pressure in galaxy clusters and cosmological implications. **385**, 2243-2253. arXiv : 0705.2588 [astro-ph] (2008).
- 13. ANDREON, S. The stellar mass fraction and baryon content of galaxy clusters and groups. **407**, 263-276. arXiv : 1004.2785 [astro-ph.CO] (2010).
- 14. ARNAUD, M. *et al.* The universal galaxy cluster pressure profile from a representative sample of nearby systems (REXCESS) and the YSZ M500 relation. *Astronomy and Astrophysics* **517**, A92 (2010).
- 15. BABAZAKI, Y. *et al.* A Spatially Resolved Study of X-Ray Properties in Superbubble 30 Dor C with XMM-Newton. *The Astrophysical Journal* **864**, 12 (2018).
- 16. BALDI, A. *et al.* An XMM-Newton spatially-resolved study of metal abundance evolution in distant galaxy clusters. **537**, A142. arXiv : 1111.4337 [astro-ph.CO] (2012).
- 17. BARRÉ, H., NYE, H. & JANIN, G. An overview of the XMM observatory system. ESA Bulletin 100, 15-20 (1999).
- 18. BASU, K. *et al.* SZ spectroscopy in the coming decade : Galaxy cluster cosmology and astrophysics in the submillimeter. **51**, 302. arXiv : 1903.04944 [astro-ph.CO] (2019).
- BATTAGLIA, N., BOND, J. R., PFROMMER, C. & SIEVERS, J. L. On the Cluster Physics of Sunyaev-Zel'dovich and X-Ray Surveys. I. The Influence of Feedback, Non-thermal Pressure, and Cluster Shapes on Y-M Scaling Relations. **758**, 74. arXiv: 1109.3709 [astro-ph.CO] (2012).

- BIRKINSHAW, M. The Sunyaev-Zel'dovich effect. 310, 97-195. arXiv: astro-ph/9808050 [astro-ph] (1999).
- 21. BLANDFORD, R. D. et al. The Chandra Deep Field-North Survey and the cosmic X-ray background. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences **360**, 2057-2075 (2002).
- 22. BLANDFORD, R., MEIER, D. & READHEAD, A. Relativistic Jets from Active Galactic Nuclei. 57, 467-509. arXiv: 1812.06025 [astro-ph.HE] (2019).
- 23. BLEEM, L. E. *et al.* Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **216**, 27 (2015).
- 24. BLISSETT, R. J. & CRUISE, A. M. The restoration of astronomical X-ray spectra. 186, 45-57 (1979).
- BOHRINGER, H., SCHUECKER, P. et al. The ROSAT-ESO Flux Limited X-ray (REFLEX) Galaxy cluster survey. V. The cluster catalogue. 425, 367-383. arXiv : astro-ph/0405546 [astro-ph] (2004).
- BOHRINGER, H., VOGES, W. et al. The Northern ROSAT All-Sky (NORAS) Galaxy Cluster Survey. I. X-Ray Properties of Clusters Detected as Extended X-Ray Sources. 129, 435-474. arXiv : astro-ph/0003219 [astro-ph] (2000).
- 27. BÖHRINGER, H., MATSUSHITA, K., FINOGUENOV, A., XUE, Y. & CHURAZOV, E. Metal abundances in the ICM as a diagnostics of the cluster history. *Advances in Space Research* **36.** Clusters of Galaxies : New Insights from XMM-Newton, Chandra and INTEGRAL, 677-681 (2005).
- 28. BÖHRINGER, H. *et al.* The representative XMM-Newton cluster structure survey (REXCESS) of an X-ray luminosity selected galaxy cluster sample. *Astronomy and Astrophysics* **469**, 363-377 (2007).
- 29. BONAMENTE, M. *et al.* Scaling Relations from Sunyaev-Zel'dovich Effect and ChandraX-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters. *The Astrophysical Journal* **675**, 106-114 (2008).
- BONJEAN, V., AGHANIM, N., SALOME, P., DOUSPIS, M. & BEELEN, A. Gas and galaxies in filaments between clusters of galaxies. The study of A399-A401. 609, A49. arXiv : 1710.08699 [astro-ph.CO] (2018).
- 31. BONNAIRE, T., AGHANIM, N., DECELLE, A. & DOUSPIS, M. T-ReX : a graph-based filament detection method. 637, A18. arXiv : 1912.00732 [astro-ph.CO] (2020).
- 32. BRECHER, K. & BURBIDGE, G. R. Extragalactic Cosmic Rays. 174, 253 (1972).
- BREGMAN, J. N., FABIAN, A. C., MILLER, E. D. & IRWIN, J. A. On VI Observations of Galaxy Clusters : Evidence for Modest Cooling Flows. 642, 746-751. arXiv : astro-ph/0602323 [astro-ph] (2006).
- 34. BRIEL, U. G. et al. In-orbit performance of the EPIC-PN CCD camera on board XMM-Newton in X-Ray Optics, Instruments, and Missions III (éd. TRUEMPER, J. E. & ASCHENBACH, B.) 4012 (SPIE, 2000), 154-164.
- 35. BRUGGEN, M. & KAISER, C. R. Hot bubbles from active galactic nuclei as a heat source in cooling-flow clusters. **418**, 301-303. arXiv : astro-ph/0207354 [astro-ph] (2002).
- 36. BRUNETTI, G. & LAZARIAN, A. Compressible turbulence in galaxy clusters : physics and stochastic particle re-acceleration. **378**, 245-275. arXiv : astro-ph/0703591 [astro-ph] (2007).
- BRUNETTI, G., SETTI, G., FERETTI, L. & GIOVANNINI, G. Particle reacceleration in the Coma cluster : radio properties and hard X-ray emission. 320, 365-378. arXiv : astro-ph/0008518 [astro-ph] (2001).
- BUCHNER, J. et al. X-ray spectral modelling of the AGN obscuring region in the CDFS : Bayesian model selection and catalogue. 564, A125. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322971 (2014).
- 39. BULBUL, G. E. *et al.* High-resolution XMM-Newton Spectroscopy of the Cooling Flow Cluster A3112. **747**, 32. arXiv : 1110.4422 [astro-ph.CO] (2012).
- 40. BURENIN, R. A. *et al.* The 400 Square Degree ROSAT PSPC Galaxy Cluster Survey : Catalog and Statistical Calibration. **172**, 561-582. arXiv : astro-ph/0610739 [astro-ph] (2007).
- 41. BURKE, D. J., COLLINS, C. A., SHARPLES, R. M., ROMER, A. K. & NICHOL, R. C. The Southern SHARC catalogue : a ROSAT survey for distant galaxy clusters. **341**, 1093-1108 (2003).

- 42. BUTCHER, J. A. et al. Fluctuations in the diffuse X-ray background observed with Ginga. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **291**, 437-445 (1997).
- CARVALHO, P., ROCHA, G. & HOBSON, M. P. A fast Bayesian approach to discrete object detection in astronomical data sets – PowellSnakes I. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 393, 681-702 (2009).
- 44. CASH, W. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *The Astro-physical Journal* **228**, 939-947 (1979).
- 45. CAUTUN, M., VAN DE WEYGAERT, R., JONES, B. J. T. & FRENK, C. S. Evolution of the cosmic web. 441, 2923-2973. arXiv : 1401.7866 [astro-ph.CO] (2014).
- CAUTUN, M., VAN DE WEYGAERT, R. & JONES, B. J. NEXUS : tracing the cosmic web connection.
   429, 1286-1308. arXiv : 1209.2043 [astro-ph.CO] (2013).
- CAVAGNOLO, K. W., DONAHUE, M., VOIT, G. M. & SUN, M. Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters. 182, 12-32. arXiv : 0902.1802 [astro-ph.CO] (2009).
- 48. CAVALIERE, A. & FUSCO-FEMIANO, R. Reprint of 1976A&A....49..137C. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. 500, 95-102 (1976).
- 49. CEN, R. & OSTRIKER, J. P. Where Are the Baryons? II. Feedback Effects. **650**, 560-572. arXiv : astro-ph/0601008 [astro-ph] (2006).
- 50. CHIU, I. *et al.* Baryon content in a sample of 91 galaxy clusters selected by the South Pole Telescope at 0.2 <z < 1.25. **478**, 3072-3099. arXiv : 1711.00917 [astro-ph.CO] (2018).
- CHURAZOV, E., BRÜGGEN, M., KAISER, C. R., BÖHRINGER, H. & FORMAN, W. Evolution of Buoyant Bubbles in M87. 554, 261-273. arXiv : astro-ph/0008215 [astro-ph] (2001).
- CLERC, N., CUCCHETTI, E., POINTECOUTEAU, E. & PEILLE, P. Towards mapping turbulence in the intra-cluster medium. I. Sample variance in spatially-resolved X-ray line diagnostics. 629, A143. arXiv : 1904.06248 [astro-ph.CO] (2019).
- CRUDDACE, R. et al. The ROSAT All-Sky Survey : a Catalog of Clusters of Galaxies in a Region of 1 steradian around the South Galactic Pole. 140, 239-264. arXiv : astro-ph/0201069 [astro-ph] (2002).
- 54. DAUSER, T. *et al.* SIXTE : a generic X-ray instrument simulation toolkit. **630**, A66. arXiv : 1908.00781 [astro-ph.HE] (2019).
- 55. DAVIS, T. M. *et al.* Scrutinizing Exotic Cosmological Models Using ESSENCE Supernova Data Combined with Other Cosmological Probes. **666**, 716-725. arXiv : astro-ph/0701510 [astro-ph] (2007).
- 56. DE GRAAFF, A., CAI, Y.-C., HEYMANS, C. & PEACOCK, J. A. Probing the missing baryons with the Sunyaev-Zel'dovich effect from filaments. **624**, A48. arXiv : 1709.10378 [astro-ph.CO] (2019).
- 57. DE GRANDI, S. *et al.* A textbook example of ram-pressure stripping in the Hydra A/A780 cluster. **592**, A154. arXiv : 1602.07148 [astro-ph.GA] (2016).
- 58. DE LAPPARENT, V., GELLER, M. J. & HUCHRA, J. P. A Slice of the Universe. 302, L1 (1986).
- 59. DE LUCA, A. & MOLENDI, S. The 2-8 keV cosmic X-ray background spectrum as observed with XMM-Newton. Astronomy and Astrophysics **419**, 837-848 (2004).
- 60. DEN HERDER, J. W. et al. The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton. Astronomy and Astrophysics **365**, L7-L17 (2001).
- 61. DOLAG, K., BARTELMANN, M. & LESCH, H. Evolution and structure of magnetic fields in simulated galaxy clusters. **387**, 383-395 (2002).
- DOLAG, K., BARTELMANN, M. & LESCH, H. SPH simulations of magnetic fields in galaxy clusters. 348, 351-363. arXiv : astro-ph/0202272 [astro-ph] (1999).
- 63. DOLAG, K., VAZZA, F., BRUNETTI, G. & TORMEN, G. Turbulent gas motions in galaxy cluster simulations : the role of smoothed particle hydrodynamics viscosity. **364**, 753-772. arXiv : astro-ph/0507480 [astro-ph] (2005).

- 64. DUNKLEY, J. *et al.* Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP Data. **180**, 306-329. arXiv : 0803.0586 [astro-ph] (2009).
- 65. DURRET, F., LIMA NETO, G. B. & FORMAN, W. An XMM-Newton view of the cluster of galaxies Abell 85. 432, 809-821. arXiv : astro-ph/0411527 [astro-ph] (2005).
- 66. EBELING, H., EDGE, A. C., ALLEN, S. W. *et al.* The ROSAT Brightest Cluster Sample IV. The extended sample. **318**, 333-340. arXiv : astro-ph/0003191 [astro-ph] (2000).
- 67. EBELING, H., EDGE, A. C. & HENRY, J. P. MACS : A Quest for the Most Massive Galaxy Clusters in the Universe. 553, 668-676. arXiv : astro-ph/0009101 [astro-ph] (2001).
- 68. EBELING, H., MULLIS, C. R. & TULLY, R. B. A Systematic X-Ray Search for Clusters of Galaxies behind the Milky Way. **580**, 774-788 (2002).
- 69. ECKERT, D., ETTORI, S. et al. The XMM cluster outskirts project (X-COP). Astronomische Nachrichten 338, 293-298 (2017).
- 70. ECKERT, D., GHIRARDINI, V. *et al.* Non-thermal pressure support in X-COP galaxy clusters. **621**, A40. arXiv : 1805.00034 [astro-ph.CO] (2019).
- 71. ECKERT, D., MOLENDI, S. *et al.* The stripping of a galaxy group diving into the massive cluster A2142. **570**, A119. arXiv : 1408.1394 [astro-ph.CO] (2014).
- 72. EHLERT, S. *et al.* Ripping apart at the seams : the network of stripped gas surrounding M86. **430**, 2401-2410. arXiv : 1212.3612 [astro-ph.CO] (2013).
- 73. EKE, V. R., NAVARRO, J. F. & FRENK, C. S. The Evolution of X-Ray Clusters in a Low-Density Universe. *The Astrophysical Journal* **503**, 569-592. https://doi.org/10.1086/306008 (1998).
- 74. ESQUEJ, P. *et al.* Evolution of tidal disruption candidates discovered by XMM-Newton. *Astronomy and Astrophysics* **489**, 543-554 (2008).
- ESQUIVEL, A. & LAZARIAN, A. Statistics of Centroids of Velocity in. 36 (2009), 45-53. arXiv: 0901. 1899 [astro-ph.GA].
- 76. ETTORI, S. Beta-model and cooling flows in x-ray clusters of galaxies. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **318**, 1041. arXiv : astro-ph/0005224 (2000).
- 77. ETTORI, S. *et al.* Hydrostatic mass profiles in X-COP galaxy clusters. **621**, A39. arXiv : 1805.00035 [astro-ph.CO] (2019).
- 78. ETTORI, S. et al. The evolution of the spatially resolved metal abundance in galaxy clusters up to z = 1.4. 578, A46. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425470 (2015).
- 79. FABIAN, A. C. *et al.* Do sound waves transport the AGN energy in the Perseus cluster? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters* **464**, L1-L5 (2017).
- 80. FAVATA, F., GIARDINO, G., MICELA, G., SCIORTINO, S. & DAMIANI, F. An XMM-Newton-based X-ray survey of pre-main sequence stellar emission in the L1551 star-forming complex. *Astronomy and Astrophysics* **403**, 187-203 (2003).
- 81. FELTEN, J. E., GOULD, R. J., STEIN, W. A. & WOOLF, N. J. X-Rays from the Coma Cluster of Galaxies. 146, 955-958 (1966).
- 82. FERETTI, L. *et al.* Spectral index maps of the radio halos in Abell 665 and Abell 2163. **423**, 111-119. arXiv : astro-ph/0404283 [astro-ph] (2004).
- FEROZ, F., HOBSON, M. P. & BRIDGES, M. MULTINEST : an efficient and robust Bayesian inference tool for cosmology and particle physics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 398, 1601-1614 (2009).
- 84. FERRARI, C., GOVONI, F., SCHINDLER, S., BYKOV, A. M. & REPHAELI, Y. Observations of Extended Radio Emission in Clusters. **134**, 93-118. arXiv : 0801.0985 [astro-ph] (2008).
- FINOGUENOV, A., REIPRICH, T. H. & BÖHRINGER, H. Details of the mass-temperature relation for clusters of galaxies. 368, 749-759. arXiv : astro-ph/0010190 [astro-ph] (2001).
- 86. FRANCESCHINI, A., BRAITO, V. & FADDA, D. Origin of the x-ray background and agn unification : new perspectives. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **335**, L51 (2002).

- 87. FRISCH, U. *Turbulence : The Legacy of A. N. Kolmogorov* ISBN : 9780521457132 (Cambridge University Press, 1995).
- FUKUGITA, M., HOGAN, C. J. & PEEBLES, P. J. E. The Cosmic Baryon Budget. 503, 518-530. arXiv : astro-ph/9712020 [astro-ph] (1998).
- 89. GALEAZZI, M. et al. The origin of the local 1/4-keV X-ray flux in both charge exchange and a hot bubble. Nature 512, 171-173 (2014).
- 90. GASPARI, M. *et al.* The X-Ray Halo Scaling Relations of Supermassive Black Holes. *The Astrophysical Journal* **884**, 169 (2019).
- 91. GASTALDELLO, F., GHIZZARDI, S. *et al.* A systematic analysis of the XMM-Newton background : IV. Origin of the unfocused and focused components. *Experimental Astronomy* **44**, 321-336 (2017).
- GASTALDELLO, F., BUOTE, D. A. et al. Probing the Dark Matter and Gas Fraction in Relaxed Galaxy Groups with X-Ray Observations from Chandra and XMM-Newton. 669, 158-183. arXiv : astroph/0610134 [astro-ph] (2007).
- 93. GERHARD, O. Formation of the Galactic Halo in New Horizons in Globular Cluster Astronomy (éd. PIOTTO, G., MEYLAN, G., DJORGOVSKI, S. G. & RIELLO, M.) 296 (2003), 411.
- 94. GHIRARDINI, V., D., E. *et al.* Universal thermodynamic properties of the intracluster medium over two decades in radius in the X-COP sample. *Astronomy and Astrophysics* **621**, A41 (2019).
- 95. GHIRARDINI, V., ETTORI, S., AMODEO, S., CAPASSO, R. & SERENO, M. On the evolution of the entropy and pressure profiles in X-ray luminous galaxy clusters at z > 0.4. 604, A100. arXiv : 1704. 01587 [astro-ph.CO] (2017).
- 96. GHIRARDINI, V., ETTORI, S., ECKERT, D. *et al.* The XMM Cluster Outskirts Project (X-COP) : Thermodynamic properties of the intracluster medium out to R200 in Abell 2319. *Astronomy and Astrophysics* **614**, A7 (2018).
- 97. GIACCONI, R., GURSKY, H., PAOLINI, F. R. & ROSSI, B. B. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Physical Review Letters* **9**, 439-443 (11 1962).
- 98. GIANFAGNA, G. *et al.* Exploring the hydrostatic mass bias in MUSIC clusters : application to the NIKA2 mock sample. *arXiv e-prints*, arXiv :2010.03634. arXiv : 2010.03634 [astro-ph.CO] (2020).
- 99. GIODINI, S. *et al.* Stellar and Total Baryon Mass Fractions in Groups and Clusters Since Redshift 1. **703**, 982-993. arXiv : 0904.0448 [astro-ph.CO] (2009).
- 100. GIOIA, I. M. *et al.* The Einstein Observatory Extended Medium-Sensitivity Survey. I. X-Ray Data and Analysis. **72**, 567 (1990).
- 101. GIOMMI, P., PERRI, M. & FIORE, F. The BeppoSAX 2-10 keV survey. Astronomy and Astrophysics 362, 799-808 (2000).
- 102. GONZALEZ, A. H., SIVANANDAM, S., ZABLUDOFF, A. I. & ZARITSKY, D. Galaxy Cluster Baryon Fractions Revisited. 778, 14. arXiv : 1309.3565 [astro-ph.CO] (2013).
- 103. GONZALEZ, A. H., ZARITSKY, D. & ZABLUDOFF, A. I. A Census of Baryons in Galaxy Clusters and Groups. 666, 147-155. arXiv : 0705.1726 [astro-ph] (2007).
- 104. GOVONI, F., ENSSLIN, T. A., FERETTI, L. & GIOVANNINI, G. A comparison of radio and X-ray morphologies of four clusters of galaxies containing radio halos. 369, 441-449. arXiv : astro-ph/ 0101418 [astro-ph] (2001).
- 105. HABERL, F. & ZAVLIN, V. E. XMM-Newton observations of the isolated neutron star RX06.4-4123. *Astronomy and Astrophysics* **391**, 571-576 (2002).
- 106. HAMEURY, J.-M. *et al.* XMM-Newton observations of two black hole X-ray transients in quiescence. *Astronomy and Astrophysics* **399**, 631-637 (2003).
- 107. HARRIS, D. E. & ROMANISHIN, W. Inverse Compton Radiation and the Magnetic Field in Clusters of Galaxies. **188**, 209-216 (1974).
- 108. HASINGER, G. The X-Ray Background and the AGN Luminosity Function in Cosmological Parameters and the Evolution of the Universe (éd. SATO, K.) 183 (1999), 200.

- 109. HASINGER, G. The X-ray background and AGNs. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements* **132**, 86-96 (2003).
- 110. HASSELFIELD, M. *et al.* The Atacama Cosmology Telescope : beam measurements and the microwave brightness temperatures of Uranus and Saturn. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **209**, 17 (2013).
- 111. HENLEY, D. B. & SHELTON, R. L. An XMM-Newton survey of the soft X-ray background. I. the O VII and O VIII lines between I = 120° and I = 240°. The Astrophysical Journal Supplement Series 187, 388-408 (2010).
- 112. HENLEY, D. B. & SHELTON, R. L. An XMM-Newton Survey of the Soft X-Ray Background. III. The Galactic Halo X-Ray Emission. *The Astrophysical Journal* **773**, 92 (2013).
- HENLEY, D. B., SHELTON, R. L., CUMBEE, R. S. & STANCIL, P. C. XMM-Newton measurement of the galactic halo X-ray emission using a compact shadowing cloud. *The Astrophysical Journal* **799**, 117 (2015).
- 114. HENRY, J. P. *et al.* The ROSAT North Ecliptic Pole Survey : The X-Ray Catalog. **162**, 304-328. arXiv : astro-ph/0511195 [astro-ph] (2006).
- 115. HERRANZ, D. *et al.* Filtering techniques for the detection of Sunyaev-Zel'dovich clusters in multifrequency maps. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **336**, 1057-1068 (2002).
- 116. HICKOX, R. C. & MARKEVITCH, M. Absolute Measurement of the Unresolved Cosmic X-Ray Background in the 0.5-8 keV Band with Chandra. *The Astrophysical Journal* **645**, 95-114 (2006).
- 117. HITOMI COLLABORATION. The quiescent intracluster medium in the core of the Perseus cluster. *Nature* **535**, 117-121 (2016).
- 118. HORNER, D. J. *et al.* The WARPS Survey. VII. The WARPS-II Cluster Catalog. **176**, 374-413. https://doi.org/10.1086/529494 (2008).
- 119. HWANG, U. et al. A Million Second Chandra View of Cassiopeia A. The Astrophysical Journal 615, L117-L120 (2004).
- 120. IAPICHINO, L., SCHMIDT, W., NIEMEYER, J. C. & MERKLEIN, J. Turbulence production and turbulent pressure support in the intergalactic medium. 414, 2297-2308. arXiv : 1102.3352 [astro-ph.CO] (2011).
- 121. INOGAMOV, N. A. & SUNYAEV, R. A. Turbulence in Clusters of Galaxies and X-ray Line Profiles. 29, 791-824. arXiv : astro-ph/0310737 [astro-ph] (2003).
- 122. JANSEN, F. et al. XMM-Newton observatory I. The spacecraft and operations. Astronomy and Astrophysics **365**, L1-L6 (2001).
- 123. JONKER, P., KAASTRA, J., MACNDEZ, M. & IN'T ZAND, J. J. M. Constraining the neutron star equation of state using XMM-Newton. Astronomische Nachrichten **329**, 198-201 (2008).
- 124. JOUNG, M. K. R. & MAC LOW, M.-M. Turbulent Structure of a Stratified Supernova-driven Interstellar Medium. **653**, 1266-1279 (2006).
- 125. KAHN, S. M. & BLISSETT, R. J. The direct deconvolution of X-ray spectra. 238, 417-431 (1980).
- 126. KALBERLA, P. M. W. *et al.* The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections. *Astronomy and Astrophysics* **440**, 775-782 (2005).
- 127. KOCEVSKI, D. D., EBELING, H., MULLIS, C. R. & TULLY, R. B. A Systematic X-Ray Search for Clusters of Galaxies behind the Milky Way. II. The Second CIZA Subsample. 662, 224-235. https: //doi.org/10.1086/513303 (2007).
- 128. KOESTER, B. P. *et al.* A MaxBCG Catalog of 13,823 Galaxy Clusters from the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal* **660**, 239-255 (2007).
- 129. KOLMOGOROV, A. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* **30**, 301-305 (1941).
- 130. KOLODZIG, A., AGHANIM, N., DOUSPIS, M., POINTECOUTEAU, E. & LECOQ, E. X-ray analysis of the Planck-detected triplet-cluster-system PLCK G334.8-38 In prep for A&A. 2021.

- KRAFT, R. P. et al. Stripped Elliptical Galaxies as Probes of ICM Physics. III. Deep Chandra Observations of NGC 4552 : Measuring the Viscosity of the Intracluster Medium. 848, 27. arXiv : 1709.02784 [astro-ph.HE] (2017).
- 132. KRAVTSOV, A. V. & BORGANI, S. Formation of Galaxy Clusters. Annual Review of Astronomy and Astrophysics 50, 353-409. eprint : https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502. https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502 (2012).
- KRAVTSOV, A. V., VIKHLININ, A. & NAGAI, D. A New Robust Low-Scatter X-Ray Mass Indicator for Clusters of Galaxies. 650, 128-136. arXiv : astro-ph/0603205 [astro-ph] (2006).
- 134. KUNTZ, K. D. & SNOWDEN, S. L. Deconstructing the Spectrum of the Soft X-Ray Background. *The* Astrophysical Journal **543**, 195-215 (2000).
- 135. KUNTZ, K. D. & SNOWDEN, S. L. The EPIC-MOS particle-induced background spectra. Astronomy and Astrophysics **478**, 575-596 (2008).
- LAGANÁ, T. F. et al. A comprehensive picture of baryons in groups and clusters of galaxies. 555, A66. arXiv: 1304.6061 [astro-ph.CO] (2013).
- 137. LAGANÁ, T., DE SOUZA, R. S. & KELLER, G. On the influence of non-thermal pressure on the mass determination of galaxy clusters. **510**, A76. arXiv : 0911.0647 [astro-ph.CO] (2010).
- 138. LAMARRE, J.-M. *et al.* Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance. *Astronomy and Astrophysics* **520** (2010).
- LANG, K. R. Astrophysical Formulae : Volume I & Volume II : Radiation, Gas Processes and High Energy Astrophysics / Space, Time, Matter and Cosmology (Astronomy and Astrophysics Library) (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2006).
- 140. LAU, E. T., KRAVTSOV, A. V. & NAGAI, D. Residual Gas Motions in the Intracluster Medium and Bias in Hydrostatic Measurements of Mass Profiles of Clusters. 705, 1129-1138. arXiv : 0903.4895 [astro-ph.CO] (2009).
- 141. LAZARIAN, A. Theoretical approaches to particle propagation and acceleration in turbulent intergalactic medium. *Astronomische Nachrichten* **327**, 609. arXiv : astro-ph/0608047 [astro-ph] (2006).
- 142. LE BRUN, A. M. C., MCCARTHY, I. G., SCHAYE, J. & PONMAN, T. J. Towards a realistic population of simulated galaxy groups and clusters. 441, 1270-1290. arXiv: 1312.5462 [astro-ph.CO] (2014).
- 143. LECCARDI, A., ROSSETTI, M. & MOLENDI, S. Thermo-dynamic and chemical properties of the intracluster medium. **510**, A82. arXiv : 0910.4894 [astro-ph.CO] (2010).
- 144. LECCARDI, A. & MOLENDI, S. Radial temperature profiles for a large sample of galaxy clusters observed with XMM-Newton. Astronomy and Astrophysics **486**, 359-373 (2008).
- 145. LEQUEUX, J., FALGARONE, E. & RYTER, C. *The Interstellar Medium* (Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 2005).
- 146. LIEU, M. *et al.* The XXL Survey . IV. Mass-temperature relation of the bright cluster sample. **592**, A4. arXiv : 1512.03857 [astro-ph.CO] (2016).
- 147. LIIVAMÄGI, L. J., TEMPEL, E. & SAAR, E. SDSS DR7 superclusters. The catalogues. **539**, A80. arXiv : 1012.1989 [astro-ph.CO] (2012).
- 148. LOVISARI, L., REIPRICH, T. H. & SCHELLENBERGER, G. Scaling properties of a complete X-ray selected galaxy group sample. **573**, A118. arXiv : 1409.3845 [astro-ph.CO] (2015).
- 149. MAÍZ-APELLÁNIZ, J. The Origin of the Local Bubble. *The Astrophysical Journal* **560**, L83-L86 (2001).
- 150. MAKINO, N., SASAKI, S. & SUTO, Y. X-ray gas density profile of clusters of galaxies from the universal dark matter halo. Astrophys. J. 497, 555. arXiv : astro-ph/9710344 (1998).
- 151. MANDOLESI, N. *et al.* Planck pre-launch status : The Planck-LFI programme. **520**, A3. arXiv : 1001. 2657 [astro-ph.CO] (2010).
- MARKEVITCH, M., GONZALEZ, A. H. et al. A Textbook Example of a Bow Shock in the Merging Galaxy Cluster 1E 0657-56. 567, L27-L31. arXiv : astro-ph/0110468 [astro-ph] (2002).
- MARKEVITCH, M., VIKHLININ, A., FORMAN, W. R. & SARAZIN, C. L. Mass Profiles of the Typical Relaxed Galaxy Clusters A2199 and A496. 527, 545-553. arXiv : astro-ph/9904382 [astro-ph] (1999).

- 154. MARKEVITCH, M. & VIKHLININ, A. Shocks and cold fronts in galaxy clusters. 443, 1-53. arXiv : astro-ph/0701821 [astro-ph] (2007).
- 155. MARTIZZI, D. et al. Baryons in the Cosmic Web of IllustrisTNG I : gas in knots, filaments, sheets, and voids. **486**, 3766-3787. arXiv : 1810.01883 [astro-ph.CO] (2019).
- 156. MCCARTHY, I. G., SCHAYE, J., BIRD, S. & LE BRUN, A. M. C. The BAHAMAS project : calibrated hydrodynamical simulations for large-scale structure cosmology. 465, 2936-2965. arXiv : 1603.02702 [astro-ph.CO] (2017).
- 157. MCDONALD, M. et al. The Growth of Cool Cores and Evolution of Cooling Properties in a Sample of 83 Galaxy Clusters at 0.3 < z < 1.2 Selected from the SPT-SZ Survey. 774, 23. arXiv : 1305.2915 [astro-ph.CO] (2013).
- 158. MCQUINN, M. The Evolution of the Intergalactic Medium. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **54**, 313-362 (2016).
- MEIDINGER, N. et al. The wide field imager instrument for Athena in Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray (éd. TAKAHASHI, T., den HERDER, J.-W. A. & BAUTZ, M.) 9144 (SPIE, 2014), 759-770. https://doi.org/10.1117/12.2054490.
- 160. MELIN, J. .-B., AGHANIM, N. *et al.* A comparison of algorithms for the construction of SZ cluster catalogues. *Astronomy and Astrophysics* **548**, A51 (2012).
- 161. MELIN, J. .-B., BARTLETT, J. G. & DELABROUILLE, J. Catalog extraction in SZ cluster surveys : a matched filter approach. Astronomy and Astrophysics **459**, 341-352 (2006).
- 162. MENNELLA, A. *et al.* Planck pre-launch status : Low Frequency Instrument calibration and expected scientific performance. *Astronomy and Astrophysics* **520** (2010).
- 163. MERNIER, F. *et al.* Abundance and temperature distributions in the hot intra-cluster gas of Abell9. *Astronomy and Astrophysics* **575**, A37 (2015).
- 164. MINIATI, F. Numerical modelling of gamma radiation from galaxy clusters. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 342, 1009-1020. ISSN: 0035-8711. https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06647.x (2003).
- 165. MINIATI, F. The Matryoshka Run : A Eulerian Refinement Strategy to Study the Statistics of Turbulence in Virialized Cosmic Structures. **782**, 21. arXiv : 1310.2951 [astro-ph.CO] (2014).
- 166. MINIATI, F., JONES, T. W., KANG, H. & RYU, D. Cosmic-Ray Electrons in Groups and Clusters of Galaxies : Primary and Secondary Populations from a Numerical Cosmological Simulation. *The Astrophysical Journal* 562, 233-253. https://doi.org/10.1086/323434 (2001).
- 167. MULLIS, C. R. *et al.* The 160 Square Degree ROSAT Survey : The Revised Catalog of 201 Clusters with Spectroscopic Redshifts. **594**, 154-171. arXiv : astro-ph/0305228 [astro-ph] (2003).
- 168. MURGIA, M. *et al.* Magnetic fields and Faraday rotation in clusters of galaxies. **424**, 429-446. arXiv : astro-ph/0406225 [astro-ph] (2004).
- 169. NAGAI, D., KRAVTSOV, A. V. & VIKHLININ, A. Effects of Galaxy Formation on Thermodynamics of the Intracluster Medium. *The Astrophysical Journal* **668** (2007).
- 170. NAGAI, D., LAU, E. T., AVESTRUZ, C., NELSON, K. & RUDD, D. H. Predicting Merger-induced Gas Motions in ΛCDM Galaxy Clusters. 777, 137. arXiv : 1307.2251 [astro-ph.CO] (2013).
- 171. NAVARRO, J. F., FRENK, C. S. & WHITE, S. D. M. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. 490, 493-508. arXiv : astro-ph/9611107 [astro-ph] (1997).
- 172. NAVARRO, J. F., FRENK, C. S. & WHITE, S. D. M. The Structure of Cold Dark Matter Halos. 462, 563. arXiv : astro-ph/9508025 [astro-ph] (1996).
- 173. NELSON, D. *et al.* The illustris simulation : Public data release. **13**, 12-37. arXiv : 1504.00362 [astro-ph.CO] (2015).
- 174. NELSON, K., LAU, E. T. & NAGAI, D. Hydrodynamic Simulation of Non-thermal Pressure Profiles of Galaxy Clusters. **792**, 25. arXiv : 1404.4636 [astro-ph.CO] (2014).
- 175. NEVALAINEN, J., MARKEVITCH, M. & LUMB, D. XMM-Newton EPIC Background Modeling for Extended Sources. *The Astrophysical Journal* **629**, 172-191 (2005).

- 176. OTA, N. *et al.* Absence of Bulk Motions of the Intracluster Medium in the Centaurus Cluster. **169**, 25-28 (2007).
- 177. PEACOCK, J. A. Cosmological Physics (Cambridge University Press, 1999).
- PERLMAN, E. S. *et al.* VizieR Online Data Catalog : WARPS survey. VI. (Perlman+, 2002), J/ApJS/140/265 (2002).
- 179. PFROMMER, C. & ENSSLIN, T. Constraining the population of cosmic ray protons in cooling flow clusters with gamma-ray and radio observations : Are radio mini-halos of hadronic origin ? **413**, 17-36 (2004).
- 180. PIFFARETTI, R., ARNAUD, M., PRATT, G. W., POINTECOUTEAU, E. & MELIN, J. .-B. The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies. 534, A109. arXiv : 1007.1916 [astro-ph.CO] (2011).
- 181. PIGOT, C. et al. Ground calibration of the XMM-EPIC MOS cameras at the Orsay Synchrotron Facility in EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy X (éd. SIEGMUND, O. H. W. & FLANAGAN, K. A.) 3765 (SPIE, 1999), 251-264.
- PINTO, C. et al. Chemical Enrichment RGS cluster Sample (CHEERS) : Constraints on turbulence.
   575, A38. arXiv : 1501.01069 [astro-ph.HE] (2015).
- 183. PLANCK COLLABORATION. Planck 2013 results. IX. HFI spectral response. Astronomy and Astrophysics **571**, A9 (2014).
- PLANCK COLLABORATION. Planck 2013 results. XX. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. 571, A20. arXiv : 1303.5080 [astro-ph.CO] (2014).
- 185. PLANCK COLLABORATION. Planck 2013 results. XXIX. The Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources. *Astronomy and Astrophysics* **571**, A29 (2014).
- 186. PLANCK COLLABORATION. Planck 2015 results XXVII. The second Planck catalogue of Sunyaev-Zeldovich sources. *Astronomy and Astrophysics* **594**, A27 (2016).
- 187. PLANCK COLLABORATION. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. **594**, A13. arXiv : 1502.01589 [astro-ph.CO] (2016).
- 188. PLANCK COLLABORATION. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 594, A13. arXiv : 1502.01589 [astro-ph.CO] (2016).
- PLANCK COLLABORATION. Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. 594, A24. arXiv : 1502.01597 [astro-ph.CO] (2016).
- PLANCK COLLABORATION. Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts. 594, A24. arXiv : 1502.01597 [astro-ph.CO] (2016).
- 191. PLANCK COLLABORATION. Planck 2018 results VI. Cosmological parameters. Astronomy and Astrophysics 641, A6. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910 (2020).
- 192. PLANCK COLLABORATION. Planck early results. VIII. The all-sky early Sunyaev-Zeldovich cluster sample. *Astronomy and Astrophysics* **536**, A8 (2011).
- 193. PLANCK COLLABORATION. Planck intermediate results I. Further validation of new Planck clusters with XMM-Newton. 543, A102. https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118731 (2012).
- 194. PLANCK COLLABORATION. Planck intermediate results IV. The XMM-Newton validation programme for new Planck galaxy clusters. *Astronomy and Astrophysics* **550**, A130 (2013).
- 195. PLANCK COLLABORATION. Planck intermediate results VI. The dynamical structure of PLCKG214.6+37.0, a Planck discovered triple system of galaxy clusters. *Astronomy and Astrophysics* **550**, A132 (2013).
- 196. PLANCK COLLABORATION. Planck intermediate results. V. Pressure profiles of galaxy clusters from the Sunyaev-Zeldovich effect. **550**, A131. arXiv : 1207.4061 [astro-ph.CO] (2013).
- 197. PLANELLES, S. *et al.* On the role of AGN feedback on the thermal and chemodynamical properties of the hot intracluster medium. **438**, 195-216. arXiv : 1311.0818 [astro-ph.CO] (2014).
- 198. POINTECOUTEAU, E., GIARD, M. & BARRET, D. Determination of the hot intracluster gas temperature from submillimeter measurements. **336**, 44-48. arXiv : astro-ph/9712271 [astro-ph] (1998).

- 199. POMPILIO, F., FRANCA, F. L. & MATT, G. The X-ray background and the evolution of AGN. Astronomy and Astrophysics **353**, 440 (2000).
- 200. PONMAN, T. J., CANNON, D. B. & NAVARRO, J. F. The thermal imprint of galaxy formation on X-ray clusters. **397**, 135-137. arXiv : astro-ph/9810359 [astro-ph] (1999).
- 201. PONTI, G. *et al.* An X-ray chimney extending hundreds of parsecs above and below the Galactic Centre. *Nature* **567**, 347-350 (2019).
- 202. PRATT, G. W. *et al.* Gas entropy in a representative sample of nearby X-ray galaxy clusters (REXCESS) : relationship to gas mass fraction. **511**, A85. arXiv : 0909.3776 [astro-ph.CO] (2010).
- 203. PRATT, G. W. & ARNAUD, M. The mass profile of A1413 observed with XMM-Newton : Implications for the M-T relation. **394**, 375-393. https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021032 (2002).
- 204. PRESS, W. H. & SCHECHTER, P. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. **187**, 425-438 (1974).
- 205. PTUSKIN, V. S., ROGOVAYA, S. I. & ZIRAKASHVILI, V. N. Acceleration of ultra-high energy cosmic rays by galaxy cluster accretion shocks. **73**, 552-554 (2009).
- 206. PUSPITARINI, L., LALLEMENT, R., VERGELY, J.-L. & SNOWDEN, S. L. Local ISM 3D distribution and soft X-ray background Inferences on nearby hot gas and the North Polar Spur. Astronomy and Astrophysics 566, A13 (2014).
- 207. RAVERA, L. et al. The X-ray Integral Field Unit (X-IFU) for Athena in Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Ultraviolet to Gamma Ray (éd. TAKAHASHI, T., den HERDER, J.-W. A. & BAUTZ, M.) 9144 (SPIE, 2014), 779-791. https://doi.org/10.1117/12.2055884.
- 208. REICHARDT, C. L. *et al.* Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the First 720 Square Degrees of the South Pole Telescope Survey. *The Astrophysical Journal* **763**, 127 (2013).
- 209. REPHAELI, Y. On Compton and thermal models for X-ray emission from clusters of galaxies. **218**, 323-332 (1977).
- 210. REPHAELI, Y. Spatial distribution of Compton-produced X-ray flux from rich and regular clusters of galaxies. **212**, 608-615 (1977).
- 211. RICHARDSON, L. F. Weather prediction by numerical process (Cambridge University Press, 1922).
- 212. RICHTER, P. in Gas Accretion onto Galaxies (éd. Fox, A. & DAVÉ, R.) 15 (2017).
- 213. ROEDIGER, E. *et al.* Stripped Elliptical Galaxies as Probes of ICM Physics : I. Tails, Wakes, and Flow Patterns in and Around Stripped Ellipticals. **806**, 103. arXiv : 1409.6300 [astro-ph.GA] (2015).
- 214. ROETTIGER, K., BURNS, J. O. & STONE, J. M. A Cluster Merger and the Origin of the Extended Radio Emission in Abell 3667. **518**, 603-612. arXiv : astro-ph/9902115 [astro-ph] (1999).
- 215. ROMER, A. K. *et al.* The Bright SHARC Survey : The Cluster Catalog. **126**, 209-269. https://doi.org/10.1086/313302 (2000).
- 216. ROMERO, C. *et al.* A multi-instrument non-parametric reconstruction of the electron pressure profile in the galaxy cluster CLJ1226.9+3332. **612**, A39. arXiv : 1707.06113 [astro-ph.CO] (2018).
- 217. ROSEN, S. R. *et al.* The XMM-Newton serendipitous survey VII. The third XMM-Newton serendipitous source catalogue. *Astronomy and Astrophysics* **590**, A1 (2016).
- 218. RUPPIN, F., ADAM, R. *et al.* Non-parametric deprojection of NIKA SZ observations : Pressure distribution in the Planck-discovered cluster PSZ1 G045.85+57.71. 597, A110. arXiv : 1607.07679 [astro-ph.CO] (2017).
- 219. RUPPIN, F., MAYET, F. *et al.* First Sunyaev-Zel'dovich mapping with the NIKA2 camera : Implication of cluster substructures for the pressure profile and mass estimate. **615**, A112. arXiv : 1712.09587 [astro-ph.CO] (2018).
- 220. SALVATI, L., DOUSPIS, M. & AGHANIM, N. Constraints from thermal Sunyaev-Zel'dovich cluster counts and power spectrum combined with CMB. **614**, A13. arXiv : 1708.00697 [astro-ph.C0] (2018).
- 221. SALVETTI, D. *et al.* A systematic analysis of the XMM-Newton background : II. Properties of the in-Field-Of-View excess component. *Experimental Astronomy* **44**, 309-320 (2017).

- 222. SANDERS, J. S., FABIAN, A. C., RUSSELL, H. R., WALKER, S. A. & BLUNDELL, K. M. Detecting edges in the X-ray surface brightness of galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 460, 1898-1911 (2016).
- 223. SANDERS, J. S., FABIAN, A. C., SMITH, R. K. & PETERSON, J. R. A direct limit on the turbulent velocity of the intracluster medium in the core of Abell 1835 from XMM-Newton. 402, L11-L15. arXiv : 0911.0763 [astro-ph.C0] (2010).
- 224. SANDERS, W. T., KRAUSHAAR, W. L., NOUSEK, J. A. & FRIED, P. M. Soft diffuse X-rays in the southern galactic hemisphere. 217, L87-L91 (1977).
- 225. SARAZIN, C., FERETTI, L., GIOIA, I. & GIOVANNINI, G. Merging Processes in Galaxy Clusters ttps: //doi.org/10.1007/0-306-48096-4\_1 (Springer, 2002).
- 226. SARAZIN, C. L. X-ray emission from clusters of galaxies. *Rev. Mod. Phys.* 58, 1-115. https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.58.1 (1 1986).
- 227. SCHEKOCHIHIN, A. A. & COWLEY, S. C. Turbulence, magnetic fields, and plasma physics in clusters of galaxies. *Physics of Plasmas* 13, 056501. http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2179053 (2006).
- 228. SCHMIDT, W., ENGELS, J. F., NIEMEYER, J. C. & ALMGREN, A. S. Hot and turbulent gas in clusters. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **459**, 701-719 (2016).
- SEMBOLINI, F., ELAHI, P. J. et al. nIFTy galaxy cluster simulations II. Radiative models. 459, 2973-2991. arXiv : 1511.03731 [astro-ph.CO] (2016).
- 230. SEMBOLINI, F., YEPES, G. *et al.* nIFTy galaxy cluster simulations I. Dark matter and non-radiative models. **457**, 4063-4080. arXiv : 1503.06065 [astro-ph.CO] (2016).
- SHETH, R. K., MO, H. J. & TORMEN, G. Ellipsoidal collapse and an improved model for the number and spatial distribution of dark matter haloes. 323, 1-12. arXiv : astro-ph/9907024 [astro-ph] (2001).
- SHULL, J. M., SMITH, B. D. & DANFORTH, C. W. The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium : 30% of the Baryons May Still be Missing. 759, 23. arXiv : 1112.2706 [astro-ph.CO] (2012).
- 233. SIMIONESCU, A. *et al.* Constraining Gas Motions in the Intra-Cluster Medium. **215**, 24. arXiv : 1902. 00024 [astro-ph.CO] (2019).
- 234. SKILLING, J. Nested Sampling in American Institute of Physics Conference Series (éd. FISCHER, R., PREUSS, R. & TOUSSAINT, U. V.) 735 (2004), 395-405.
- 235. SMITH, R. K., BRICKHOUSE, N. S., LIEDAHL, D. A. & RAYMOND, J. C. Collisional Plasma Models with APEC/APED : Emission-Line Diagnostics of Hydrogen-like and Helium-like lons. *The Astrophysical Journal* **556**, L91-L95 (2001).
- SNOWDEN, S. Implications of ROSAT observations for the local hot bubble. Advances in Space Research 13, 103-111 (1993).
- 237. SOUSBIE, T. The persistent cosmic web and its filamentary structure I. Theory and implementation. **414**, 350-383. arXiv : 1009.4015 [astro-ph.CO] (2011).
- SPERGEL, D. N. et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology. 170, 377-408. arXiv : astro-ph/0603449 [astro-ph] (2007).
- 239. SPRINGEL, V. *et al.* Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature* **435**, 629-636 (2005).
- 240. STRÜDER, L. *et al.* The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The pn-CCD camera. *Astronomy and Astrophysics* **365**, L18-L26 (2001).
- 241. SU, Y. *et al.* Buoyant AGN Bubbles in the Quasi-isothermal Potential of NGC 1399. **847**, 94. arXiv : 1708.08553 [astro-ph.HE] (2017).
- 242. SUBRAMANIAN, K., SHUKUROV, A. & HAUGEN, N. E. L. Evolving turbulence and magnetic fields in galaxy clusters. **366**, 1437-1454. arXiv : astro-ph/0505144 [astro-ph] (2006).
- 243. SUGAWARA, C., TAKIZAWA, M. & NAKAZAWA, K. Suzaku Observation of the Radio Halo Cluster Abell 2319 : Gas Dynamics and Hard X-Ray Properties. **61**, 1293. arXiv : 0909.1358 [astro-ph.CO] (2009).

- 244. SUN, M. *et al.* Spectacular X-ray Tails, Intracluster Star Formation, and ULXs in A3627. **708**, 946-964. arXiv: 0910.0853 [astro-ph.CO] (2010).
- 245. TAMURA, T., YAMASAKI, N. Y. *et al.* Gas Bulk Motion in the Perseus Cluster Measured with Suzaku. **782**, 38. arXiv : 1312.4526 [astro-ph.CO] (2014).
- 246. TAMURA, T., HAYASHIDA, K., UEDA, S. & NAGAI, M. Discovery of Gas Bulk Motion in the Galaxy Cluster Abell 2256 with Suzaku. **63**, S1009-S1017. arXiv : 1104.2667 [astro-ph.CO] (2011).
- 247. TANIMURA, H., AGHANIM, N., KOLODZIG, A., DOUSPIS, M. & MALAVASI, N. First detection of stacked X-ray emission from cosmic web filaments. **643**, L2. arXiv : 2011.05343 [astro-ph.C0] (2020).
- 248. TANIMURA, H., HINSHAW, G. *et al.* A search for warm/hot gas filaments between pairs of SDSS Luminous Red Galaxies. **483**, 223-234. arXiv : 1709.05024 [astro-ph.CO] (2019).
- 249. TCHERNIN, C. *et al.* The XMM Cluster Outskirts Project (X-COP) : Physical conditions of Abell 2142 up to the virial radius. *Astronomy and Astrophysics* **595**, A42 (2016).
- 250. TEMPEL, E., STOICA, R. S., KIPPER, R. & SAAR, E. Bisous model-Detecting filamentary patterns in point processes. **16**, 17-25. arXiv : 1603.08957 [astro-ph.CO] (2016).
- 251. TINKER, J. *et al.* Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality. **688**, 709-728. arXiv : 0803.2706 [astro-ph] (2008).
- 252. TOZUKA, M. & FUKAZAWA, Y. Heavy Element Analysis of X-Ray Faint Elliptical Galaxies. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **60**, 527-538 (2008).
- 253. TOZZI, P. & NORMAN, C. The Evolution of X-Ray Clusters and the Entropy of the Intracluster Medium. **546**, 63-84. arXiv : astro-ph/0003289 [astro-ph] (2001).
- TRIFOGLIO, M. et al. Ground-calibration GSE for the XMM-EPIC instrument at the Orsay Synchrotron facility in EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy IX (éd. SIEGMUND, O. H. W. & GUMMIN, M. A.) 3445 (SPIE, 1998), 558-565.
- 255. TURNER, M. J. L. *et al.* The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The MOS cameras. *Astronomy and Astrophysics* **365**, L27-L35 (2001).
- 256. VAN WEEREN, R. J., DE GASPERIN, F. *et al.* Diffuse Radio Emission from Galaxy Clusters. 215, 16. arXiv: 1901.04496 [astro-ph.HE] (2019).
- 257. VAN WEEREN, R. J., ANDRADE-SANTOS, F. *et al.* The case for electron re-acceleration at galaxy cluster shocks. *Nature Astronomy* **1**, 0005. arXiv : 1701.01439 [astro-ph.HE] (2017).
- 258. VANDERLINDE, K. *et al.* Galaxy Clusters Selected with the Sunyaev-Zel'dovich Effect from 2008 South Pole Telescope Observations. **722**, 1180-1196. arXiv : 1003.0003 [astro-ph.CO] (2010).
- 259. VAZZA, F., ANGELINELLI, M. *et al.* The turbulent pressure support in galaxy clusters revisited. **481**, L120-L124. arXiv : 1809.02690 [astro-ph.CO] (2018).
- 260. VAZZA, F., BRUNETTI, G. *et al.* Turbulent motions and shocks waves in galaxy clusters simulated with adaptive mesh refinement. **504**, 33-43. arXiv : 0905.3169 [astro-ph.CO] (2009).
- VIKHLININ, A., KRAVTSOV, A. et al. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters : Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation. 640, 691-709. arXiv : astro-ph/0507092 [astro-ph] (2006).
- 262. VIKHLININ, A., MARKEVITCH, M. & MURRAY, S. S. A Moving Cold Front in the Intergalactic Medium of A3667. 551, 160-171. arXiv : astro-ph/0008496 [astro-ph] (2001).
- 263. VOIT, G. M., KAY, S. T. & BRYAN, G. L. The baseline intracluster entropy profile from gravitational structure formation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **364**, 909-916 (2005).
- 264. WARREN, M. S., ABAZAJIAN, K., HOLZ, D. E. & TEODORO, L. Precision Determination of the Mass Function of Dark Matter Halos. **646**, 881-885. arXiv : astro-ph/0506395 [astro-ph] (2006).
- 265. WATSON, M. G. *et al.* The XMM-Newton serendipitous survey V. The Second XMM-Newton serendipitous source catalogue. *Astronomy and Astrophysics* **493**, 339-373 (2009).
- 266. WEISSKOPF, M. C. *et al.* Discovery of Spatial and Spectral Structure in the X-Ray Emission from the Crab Nebula. *The Astrophysical Journal* **536**, L81-L84 (2000).

- 267. WEN, Z. L., HAN, J. L. & LIU, F. S. GALAXY CLUSTERS IDENTIFIED FROM THE SDSS DR6 AND THEIR PROPERTIES. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **183**, 197-213 (2009).
- 268. WILMS, J., ALLEN, A. & MCCRAY, R. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. 542, 914-924. arXiv : astro-ph/0008425 [astro-ph] (2000).
- 269. WOOD, R. A. *et al.* The Infall of the Virgo Elliptical Galaxy M60 toward M87 and the Gaseous Structures Produced by Kelvin-Helmholtz Instabilities. **847**, 79. arXiv : 1703.05883 [astro-ph.GA] (2017).
- 270. WRIGHT, E. L. *et al.* The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance. *The Astronomical Journal* **140**, 1868-1881 (2010).
- 271. XMM-NEWTON SURVEY SCIENCE CENTRE, C. VizieR Online Data Catalog : XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue (1XMM) (XMM-SSC, 2003). VizieR Online Data Catalog, IX/37. https: //ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003yCat.9037....0X (2003).
- 272. YOSHINO, T. *et al.* Energy Spectra of the Soft X-Ray Diffuse Emission in Fourteen Fields Observed with Suzaku. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **61**, 805-823 (2009).
- 273. ZEL'DOVICH, Y. B. Reprint of 1970A&A.....5...84Z. Gravitational instability : an approximate theory for large density perturbations. **500**, 13-18 (1970).
- 274. ZHENG, X. et al. The gas depletion factor in galaxy clusters : implication from Atacama Cosmology Telescope Polarization experiment measurements. The European Physical Journal C 79, 637. https: //doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7143-3 (2019).
- 275. ZHOU, P. *et al.* An XMM-Newton Study of the Mixed-Morphology Supernovae Remnant W28 (G6.4-0.1). *The Astrophysical Journal* **791**, 87 (2014).
- 276. ZHURAVLEVA, I., CHURAZOV, E., KRAVTSOV, A., LAU, E. T. *et al.* Quantifying properties of ICM inhomogeneities. **428**, 3274-3287. arXiv : 1210.6706 [astro-ph.HE] (2013).
- 277. ZHURAVLEVA, I., CHURAZOV, E., KRAVTSOV, A. & SUNYAEV, R. Constraints on the ICM velocity power spectrum from the X-ray lines width and shift. 422, 2712-2724. arXiv: 1203.1057 [astro-ph.HE] (2012).
- 278. ZUHONE, J. A., MARKEVITCH, M. & ZHURAVLEVA, I. Mapping the Gas Turbulence in the Coma Cluster : Predictions for Astro-H. **817**, 110. arXiv : 1505.07848 [astro-ph.CO] (2016).
- 279. ZUHONE, J. A. & ROEDIGER, E. Cold fronts : probes of plasma astrophysics in galaxy clusters. 82, 535820301. arXiv : 1603.08882 [astro-ph.HE] (2016).
- ZWART, J. T. L. et al. The Arcminute Microkelvin Imager. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 391, 1545-1558 (2008).
- 281. ZWICKY, F., HERZOG, E., WILD, P., KARPOWICZ, M. & KOWAL, C. T. Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I (California Institute of Technology (Pasadena), 1961).

## UNIVERSITE PARIS-SACLAY

### ÉCOLE DOCTORALE

Particules, hadrons, énergie et noyau: instrumentation, imagerie, cosmos et simulation (PHENIICS)

**Titre :** Contributions thermiques et non-thermiques à la pression du gaz intra-amas. Le cas du Caneton (PLCKG214.6+37.0)

**Mots clés :** Cosmologie, Amas de Galaxies, Grandes Structures, Équilibre Thermodynamique, Turbulence, Modélisation Prédictive

Résumé : Le contexte général dans lequel ce travail s'insère est introduit dans le chapitre 1. Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'articule autour de deux axes : l'étude détaillée d'un système triple d'amas de galaxies à partir de l'analyse des données X et l'étude théorique de l'impact de la turbulence dans le milieu inter-amas. La première partie de la thèse est tournée vers l'émission thermique du gaz intra-amas. Tout d'abord, les éléments théoriques liés aux propriétés physigues des amas de galaxies nécessaires à la mesure de la pression thermique du gaz intra-amas et à sa brillance X sont présentés dans le chapitre 2. Ensuite, une description complète et détaillée de la réduction des données X collectées par le satellite XMM-Newton est présentée dans le chapitre 3. Pour finir, une étude approfondie de l'émission X des trois amas de galaxies est menée (chapitre 4), constituant le premier socle d'une analyse multi-longueur d'onde. Cette étude a permis de conclure que le système PLCKG G214.6+37.0 n'est pas un système triple. La quasi-totalité du signal tSZ mesuré par Planck peut être expliquée par la somme du signal des amas individuels réduisant la probabilité d'avoir une composante de gaz chaud diffus entre les amas de cette

structure. Pour les trois amas de galaxies du système, le biais hydrostatique b calculé indique que des processus non thermiques prennent place au sein du gaz intraamas. De plus, l'étude de l'entropie du gaz intra-amas des trois amas du système suggère que deux d'entre eux sont des amas perturbés. La deuxième partie du manuscrit s'oriente vers l'étude d'un processus contribuant à la pression non thermique du gaz intra-amas : la turbulence. La théorie de la turbulence homogène et isotrope ainsi que deux traceurs observationnels du champ de vitesse turbulent sont introduits dans le chapitre 5. Les simulations des centroïdes de vitesse ainsi de la dispersion de la vitesse le long de la ligne de visée construites à la résolution spatiale du futur satellite Athena sont présentées dans le chapitre 6. De plus, des prédictions analytiques du spectre de puissance et de la fonction de structure des centroïdes de vitesse ainsi que des algorithmes de reconstruction de ces quantités à partir des cartes de centroïdes ont été développées dans le cas de l'observation d'amas proches et plus éloignés. Une discussion sur les développements envisagés dans les différents domaines traités conclut ce manuscrit.

**Title :** Thermal and non-thermal contributions to the intra-cluster gaz pressure. The case of the Duckling (PLCKG214.6+37.0)

**Keywords :** Cosmology, Galaxy Clusters, Large Scale Structures, Thermodynamic Equilibrium, Turbulence, Predictive Modeling

**Abstract :** The general context in which this work fits is introduced in chapter 1. The thesis work presented in this manuscript is built around two axes : the detailed study of a triple galaxy cluster system from X-ray data analysis and the theoretical study of the impact of turbulence in the inter-cluster environment. The first part of the thesis is focused on the thermal emission of intracluster gas. First of all, the theoretical elements related to the physical properties of the clusters of galaxies necessary for the measurement of the thermal pressure of the intra-cluster gas and its brightness X are presented in chapter 2. Then, a complete and detailed description of the reduction of the X data collected by the XMM-Newton satellite is presented in chapter 3. Finally, an in-depth study of the X emission of the three galaxy clusters is carried out (chapter 4), constituting the first basis of a multi-wavelength analysis. This study concluded that the PLCKG G214.6+37.0 system is not a triple system. Almost all of the tSZ signal measured by Planck can be explained by the sum of the signal of the individual clusters reducing the probability of having a diffuse

hot gas component between the clusters of this structure. For the three clusters of galaxies in the system, the calculated hydrostatic bias b indicates that non-thermal processes are taking place within the intra-cluster gas. Moreover, the study of the entropy of the intra-cluster medium for the three clusters suggests that two of them are disturbed clusters. The second part of the manuscript is directed towards the study of a process contributing to the non-thermal pressure of the intra-cluster gas : the turbulence. The theory of homogeneous and isotropic turbulence as well as two observational tracers of the turbulent velocity field are introduced in chapter 5. Simulations of velocity centroids and of the velocity dispersion along the line of sight constructed at spatial resolution of the future Athena satellite are presented in chapter 6. In addition, analytical predictions of the power spectrum and of the structure function of velocity centroids as well as algorithms for reconstructing these quantities from centroid maps are developed for the observation of near and more distant clusters. A discussion of the developments envisaged in the various fields treated concludes this manuscript.