



HAL
open science

Étude de l'assemblage dynamique des grands halos de matière dans l'Univers : observation des turbulences du milieu intra-amas

Simon Dupourqué

► **To cite this version:**

Simon Dupourqué. Étude de l'assemblage dynamique des grands halos de matière dans l'Univers : observation des turbulences du milieu intra-amas. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2023. Français. NNT : 2023TOU30228 . tel-04470998

HAL Id: tel-04470998

<https://theses.hal.science/tel-04470998v1>

Submitted on 21 Feb 2024

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

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

Présentée et soutenue le *05/12/2023* par :

Simon DUPOURQUÉ

**Étude de l'assemblage dynamique des grands halos de matière dans
l'Univers : observation des turbulences du milieu intra-amas**

JURY

GENEVIÈVE SOUCAIL
RÉMI ADAM
JUAN MACÍAS-PÉREZ
RAPHAËL GAVAZZI
GUILAINE LAGACHE
ÉTIENNE POINTECOUTEAU
NICOLAS CLERC

Astronome
Chargé de Recherche
Directeur de Recherche
Chargé de Recherche
Astronome
Directeur de Recherche
Chargé de Recherche

Présidente du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinatrice
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur(s) de Thèse :

Étienne POINTECOUTEAU et Nicolas CLERC

Rapporteurs :

Rémi ADAM et Juan MACÍAS-PÉREZ

À ma maman ...

Remerciements

Il est maintenant temps de se retourner sur trois ans (ou plus encore) pour remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné dans cette aventure qu'est la thèse. Tout d'abord, je dois remercier mes encadrants, Étienne et Nicolas, sans qui tout ce travail n'aurait jamais vu le jour et grâce à qui il a pu aboutir de la meilleure des manières ! Merci d'avoir supporté mes délires et méthodes et d'avoir cru en moi jusqu'au bout. Ensuite, je tiens à remercier tous les membres de mon jury, à savoir Rémi, Juan, Guilaine et Raphaël, pour le temps et les conseils qu'ils ont sus m'apporter afin de pousser ce travail de thèse au mieux de ce qu'il pouvait être. Je tiens à particulièrement remercier Geneviève, qui en plus de présider mon jury, a été la directrice de notre école doctorale pendant toute la durée de ma thèse. Je pense qu'on peut difficilement rêver d'une meilleure personne pour accompagner les doctorants de tous les domaines dans leurs périples. En sus de la thèse, l'IRAP a été pour moi l'occasion de rencontrer Didier, qui a été extrêmement inspiré par ces histoires de réseaux de neurones, et avec qui j'aurai la chance de travailler durant ces deux prochaines années, ainsi que Luigi et Peter qui m'ont introduit au monde de la recherche, via le sujet très exotique (et très stimulant !) de l'antimatière.

Une thèse ne peut pas avoir lieu sans des compagnons d'infortune ! Commençons par les plus vieux, j'ai pu retrouver à Toulouse mes vieux collègues de prépa, à savoir Axel et Xan, que j'ai eu la chance de retrouver et que j'espère pouvoir côtoyer encore longtemps pour des débats de sourds interminables et des idées fumeuses qui changeront le monde autour d'une bière. J'ai également eu la chance de faire partie du légendaire bureau J014-bis, en compagnie de Florent et d'Alexei, ainsi que de son secrétariat attiré, le J014, dont faisait partie Hugo, Xan et Erwan. Je vous remercie tous, pour cette ambiance nectarifère, ces discussions « scientifiques » et ces âneries à longueur de journée jusqu'à en avoir le falzar qui déborde. Grâce à vous, ces trois années ont été bien plus agréables qu'elles n'auraient pu l'être. Je tiens également à remercier le membre le plus honorable du J014-bis, à savoir notre machine à café qui a permis l'écriture de nombreuses lignes de codes ou d'articles, et qui en alimentera encore beaucoup. Comment ne pas parler de nos collègues de l'IRAP, et en particulier de l'ensemble des membres d'UniverSCiel, qui m'ont permis de partager cette passion pour la science et la vulgarisation, au travers de conférences et de festivals en tous genres. J'espère que vous continuerez à transmettre votre passion malgré le temps qui passe, et vous souhaite toute la réussite que vous méritez pour la fin de vos études.

Enfin, c'est à ma famille que vont mes dernières lignes. Déjà, plein d'amour à mes sœurs Marie et Jennifer, que je ne vois décidément pas assez, cela rend nos retrouvailles encore plus précieuses. Merci Papa de m'avoir accompagné toute ma vie, c'est grâce à toi que j'en suis là maintenant, merci de m'avoir soutenu et inspiré tout au long de ces années, tu m'as ouvert les portes d'un bien joli monde. Et finalement, merci à toi Oyana de faire partie de ma vie. Tu illumines mon quotidien, exaltes mon imagination, et rends la vie très douce envers et contre tout. Je t'aime plus que tout au monde, et j'espère que tu es aussi fière de moi que je le suis de toi.

Résumé : La formation des structures de l'Univers culmine avec les amas de galaxies. Ce sont des objets dynamiques, au sens où ils sont sujets à de nombreux processus physiques perturbant le gaz qu'ils contiennent. Les fusions entre amas, l'accrétion de matière depuis la toile cosmique ou bien encore la rétroaction du trou noir hébergé par leurs galaxies centrales vont injecter de grandes quantités d'énergie cinétique dans le milieu intra-amas, qui permettent le développement de cascades turbulentes et contribuent ainsi au chauffage du gaz. L'observation de turbulences dans le milieu intra-amas offre une meilleure compréhension des processus non-gravitationnels à l'œuvre dans le gaz et de l'assemblage dynamique de ces structures. Dans cette thèse, je propose une nouvelle méthodologie permettant de quantifier ces processus turbulents à l'aide d'observations en rayon X, et j'applique cette méthodologie sur deux échantillons d'amas afin d'obtenir de nouvelles contraintes sur les mouvements du gaz.

Une signature observationnelle des turbulences du milieu intra-amas se trouve dans les perturbations thermodynamiques qu'elles induisent. En particulier, les variations de densité causées par les mouvements chaotiques du gaz sont identifiables au travers des fluctuations de brillance de surface. Je développe une nouvelle méthodologie pour étudier les turbulences via cette observable indirecte. À l'inverse des études précédentes, je propose de contraindre les propriétés des fluctuations par une modélisation directe. Je l'inscris dans une approche bayésienne en définissant une vraisemblance approximée par apprentissage automatique, basée sur des simulations de champs aléatoires. Cette approche permet d'inclure pour la première fois la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur, qui est dans les faits la première source d'incertitude sur les paramètres des processus turbulents.

La turbulence étant un processus universel, cette approche prend son sens lorsque appliquée à un échantillon d'amas afin de réduire la variance d'échantillonnage, en considérant chaque amas comme une réalisation individuelle de ce processus. Je présente les résultats obtenus par analyse de l'échantillon X-COP composé de douze amas proches et massifs. La taille angulaire de ces amas m'a permis de contraindre les propriétés des fluctuations et des turbulences dépendamment à leur distance au centre, montrant ainsi les transitions entre les processus dynamiques dans le gaz intra-amas des régions centrales ($r < 0.15 R_{500}$) aux régions périphériques ($r > 0.5 R_{500}$). Finalement, j'applique ma méthode à l'échantillon CHEX-MATE, pour conduire une étude statistique sur une large population d'amas. En divisant les cent dix-huit amas en sous-échantillons, j'ai pu comparer les propriétés des turbulences aux propriétés propres des amas, comme leur masse, l'époque à laquelle on les observe ainsi que leur état dynamique. Finalement, je présente une discussion sur les limites de cette approche ainsi que les perspectives futures pour l'étude des mouvements du gaz intra-amas.

Mots clés : Amas de galaxies - Milieu intra-amas - Turbulence - Astronomie rayons X - Inférence basée sur les simulations - Apprentissage Machine

Abstract Galaxy clusters are the end products of the structure formation in the Universe. These dynamic objects undergo numerous physical processes that disturb the gas they contain. Cluster mergers, accretion from the cosmic web, and feedback from black holes residing in their central galaxies inject substantial kinetic energy into the intra-cluster medium, triggering turbulent cascades and consequently heating the gas. Observing turbulence within the ICM helps in understanding of the non-gravitational processes in the gas and the dynamic assembly of these structures. In this thesis, a novel methodology is introduced to quantify these turbulent processes using X-ray observations, applying it to two cluster samples to derive new constraints on gas motions.

An observational signature of ICM turbulence lies in the induced thermodynamic perturbations. Specifically, density variations resulting from chaotic motions of the gas are identifiable through surface brightness fluctuations. A new methodology is developed in this thesis to study turbulence through this indirect observable. Unlike previous studies, this work aims to constrain fluctuation properties through direct modeling, adopting a Bayesian approach. An approximate likelihood is defined through machine learning, based on random field simulations, allowing for the first time the consideration of sample variance in the error budget, the primary uncertainty source on turbulent process parameters.

Since turbulence is a universal process, this approach is meaningful when applied to a cluster sample to reduce the sample variance, considering each cluster as an individual realization of this process. The results obtained from analyzing the X-COP sample, consisting of twelve massive, nearby clusters, are presented. The angular size of these clusters allowed for constraining fluctuation and turbulence properties relative to their distance from the center, highlighting transitions between dynamic processes in the ICM from central regions ($r < 0.15 R_{500}$) to peripheral regions ($r > 0.5 R_{500}$). Lastly, this methodology is applied to the CHEX-MATE sample, conducting a statistical study on a broad cluster population. By dividing the one hundred and eighteen clusters into sub-samples, a comparison was made between turbulence properties and the clusters' inherent properties, such as their mass, redshift, and dynamical state. The thesis concludes with a discussion on the limitations of this approach and future prospects for studying intra-cluster gas movements.

Keywords : Galaxy cluster - Intracluster medium - Turbulence - X-ray astronomy
- Simulation based inference - Machine learning

Table des matières

1	La physique des amas de galaxies	1
1.1	Les amas de galaxies dans l'Univers	2
1.1.1	L'histoire de l'Univers dans le paradigme Λ CDM	2
1.1.2	La formation des amas et toile cosmique	5
1.2	Physique du gaz intra-amas	8
1.2.1	Thermodynamique du gaz	8
1.2.2	Assemblage dynamique des amas	11
1.2.3	Turbulences dans les amas de galaxie	14
1.2.4	Enjeux de l'étude des processus turbulents du gaz intra-amas	18
1.3	Observables du milieu intra-amas	21
1.3.1	L'émission en rayons X	21
1.3.2	L'effet Sunyaev-Zel'dovich	24
1.3.3	L'émission radio	25
1.4	Étudier les turbulences du milieu intra-amas	27
1.4.1	L'approche directe par étude spectrale	27
1.4.2	L'approche indirecte par analyse en fluctuation	32
2	Méthodologie	39
2.1	Turbulences et fluctuations	40
2.1.1	Les fluctuations de brillance de surface	40
2.1.2	Le spectre de puissance des fluctuations	41
2.1.3	L'art délicat de la déprojection	42
2.1.4	Lien entre turbulence et fluctuation de brillance de surface	43
2.1.5	Limites actuelles de la méthodologie	44
2.2	Nouvelle méthodologie	51
2.2.1	Les fluctuations de densité comme un champ gaussien	51
2.2.2	L'approche bayésienne	53
2.2.3	Modèle d'émission de l'amas au repos	56

2.2.4	Inférence sans vraisemblance et réseaux de neurones	61
2.2.5	Application à l'ajustement d'un champ gaussien	68
3	Étude radiale des fluctuations sur X-COP	73
3.1	Introduction	74
3.1.1	L'échantillon X-COP	74
3.1.2	Objectifs et spécificités de l'étude	74
3.2	Validation de la méthodologie	76
3.2.1	Définition optimale des fluctuations	76
3.2.2	Validation de l'approche par s_{bi}	79
3.3	Résultats	81
3.3.1	Caractérisation des fluctuations de brillance de surface	81
3.3.2	Corrélation à l'état dynamique des amas	84
3.4	Interprétation des fluctuations de densité	88
3.4.1	Fluctuations et <i>clumping</i>	88
3.4.2	Interprétation sous la forme de support turbulent	90
3.4.3	Contribution non-thermique à la pression	91
3.5	Discussions	93
3.5.1	Dépendance du modèle de densité	93
3.5.2	Limitations de l'hypothèse du champ aléatoire gaussien	95
3.5.3	Implications d'une turbulence non idéale	96
3.5.4	Limitations de l'équivalence $\sigma_\delta - \mathcal{M}_{3D}$	96
4	Étude de population sur CHEX-MATE	99
4.1	Introduction	100
4.1.1	L'échantillon CHEX-MATE	100
4.1.2	Division en sous-échantillons	102
4.2	Résultats	106
4.2.1	Contraintes jointes sur les sous-échantillons	106
4.2.2	Corrélation avec les données radio	115
4.3	Discussions	116
4.3.1	Interprétation en turbulence	116
4.3.2	Discussions sur la corrélation δ and \mathcal{M}_{3D}	119
5	Conclusion & Perspectives	123
6	Liste des abréviations	133

Liste des figures	134
Liste des tables	135
Appendice A Démonstrations	137
A.1 Méthodologie des Mexican-Hats	137
A.2 Lien entre $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ et $\mathcal{P}_{3D,\delta}$	139
A.2.1 Espérance sous hypothèse de champ Gaussien	139
A.2.2 Variance sous hypothèse de champ Gaussien	141
Appendice B Papiers publiés	143
Références	193

La physique des amas de galaxies

Résumé

Les amas de galaxies sont les objets gravitationnellement liés les plus massifs de l'Univers. Dans le modèle Λ CDM, ils sont composés d'un halo de matière noire qui constitue l'essentiel de leur masse, ainsi que de galaxies et de gaz chaud, appelé gaz intra-amas qui représente leur composante baryonique principale. Par sa température, il est observable en rayons X grâce au rayonnement de freinage qu'il émet. Ce processus évacue beaucoup d'énergie du gaz, et devrait mener à l'existence de courants de refroidissement intenses et de cœur extrêmement dense au centre des amas, ce qui n'est pas observé en réalité. Cela indique la présence de processus de chauffage qui vont contrebalancer ce refroidissement radiatif. Parmi ces processus, la rétroaction du trou noir central, ainsi que les événements de fusion entre amas et d'accrétion de gaz ou groupes de galaxies depuis la toile cosmique, injectent des quantités massives d'énergie cinétique dans ce milieu. La conversion de cette énergie cinétique en énergie interne du gaz est probablement soutenue par l'émergence d'une cascade turbulente. Les turbulences sont, en effet, un processus émergent dans les fluides où la distribution d'énergie cinétique est irrégulière, qui va accélérer l'uniformisation du milieu en dissipant efficacement cette énergie sous forme de chaleur. Une meilleure compréhension de ces processus nous informerait sur l'histoire de l'assemblage dynamique de ces structures, et faciliterait l'utilisation des amas comme sondes cosmologiques. L'observation des processus turbulents est possible en étudiant les raies d'émissions du milieu intra-amas, qui sont directement influencées par les mouvements du gaz qui les émet. Cependant, l'absence de spectro-imageurs en vol avec une résolution spatiale suffisante nous empêche d'utiliser efficacement ces approches directes. Néanmoins, une approche indirecte est possible en supposant que les turbulences induisent des fluctuations dans les quantités thermodynamiques du milieu intra-amas. L'étude des fluctuations d'observables associées à ces quantités thermodynamiques, en particulier les fluctuations de brillance de surface en rayons X associées aux fluctuations de densité, peuvent indirectement contraindre ces processus.

1.1 | Les amas de galaxies dans l'Univers

1.1.1 | L'histoire de l'Univers dans le paradigme Λ CDM

Dans le paradigme Λ CDM, l'Univers est initialement réduit à un volume infinitésimal. Tout ce qui le constitue était confiné dans un état de densité et de chaleurs extrêmes, quasi-singulier. Comme tout système quantique, il obéit au principe d'incertitude d'Heisenberg :

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar/2 \text{ où } \hbar \text{ est la constante de Planck réduite.} \quad (1.1)$$

Ce principe implique entre autres la possibilité à des transitions d'énergie ΔE d'exister pendant des durées Δt tant que l'Eq. 1.1 est respectée. En particulier, des états d'énergie correspondant à des particules peuvent émerger du vide, en violant au passage la conservation de l'énergie, pendant des durées Δt extrêmement faibles. Dès lors, tous les systèmes quantiques permettent et admettent des fluctuations aléatoires sur des durées très courtes, ce qui est aussi le cas dans l'Univers des premiers instants. Dans les 10^{-32} s suivant le début de l'Univers, ces fluctuations seront gelées sur place par un processus d'expansion où la taille totale de l'Univers augmente d'un facteur $\sim 10^{26}$ sur une durée de l'ordre de $\sim 10^{-36} - 10^{-32}$ s. Ce processus d'inflation, aujourd'hui inexplicable, est essentiel pour rendre compte de l'évolution de l'Univers actuel à grande échelle. Jusqu'à ~ 1000 s après le Big Bang, les particules s'assemblent hiérarchiquement jusqu'à former les premiers noyaux lors de la nucléosynthèse primordiale. Sont produits majoritairement des noyaux d'hydrogène et d'hélium, qui formeront plus tard les premières étoiles, ainsi que des traces d'éléments plus lourds comme du lithium, du béryllium et du bore. À cet instant, l'Univers est toujours opaque aux rayonnements électromagnétiques : les noyaux et électrons forment un plasma dans lequel les photons ne peuvent pas circuler librement, matière et rayonnement sont alors couplés. L'Univers se refroidit progressivement, les électrons et noyaux se lient pour former des atomes, et ~ 370000 ans après le Big Bang, l'Univers devient complètement transparent et les photons peuvent circuler, ce qui permet le découplage entre matière et rayonnement. C'est à ce moment-là que les photons qui constituent le fond diffus cosmologique ou *Cosmological Microwave Background* (CMB) ont été émis. Le CMB est la première lumière véritablement émise par l'Univers, et est particulièrement homogène, et compatible avec une émission de corps noir de température $T \sim 3$ K. Néanmoins, des mesures précises révèlent les faibles fluctuations de température [$\Delta T/T \sim 10^{-4} - 10^{-6}$, e.g. 26, 222, 226] de son émission, illustrées en Fig. 1.1, qui sont intrinsèquement liées aux fluctuations de densité primordiales engendrant les structures de l'Univers.

L'Univers est constamment en expansion. À chaque instant et en tous points, l'espace se dilate, ce qui a pour conséquence, à grande échelle, d'éloigner les objets les uns des autres. Les photons émis par une source subiront un effet comparable à l'effet Doppler dû à la dilatation

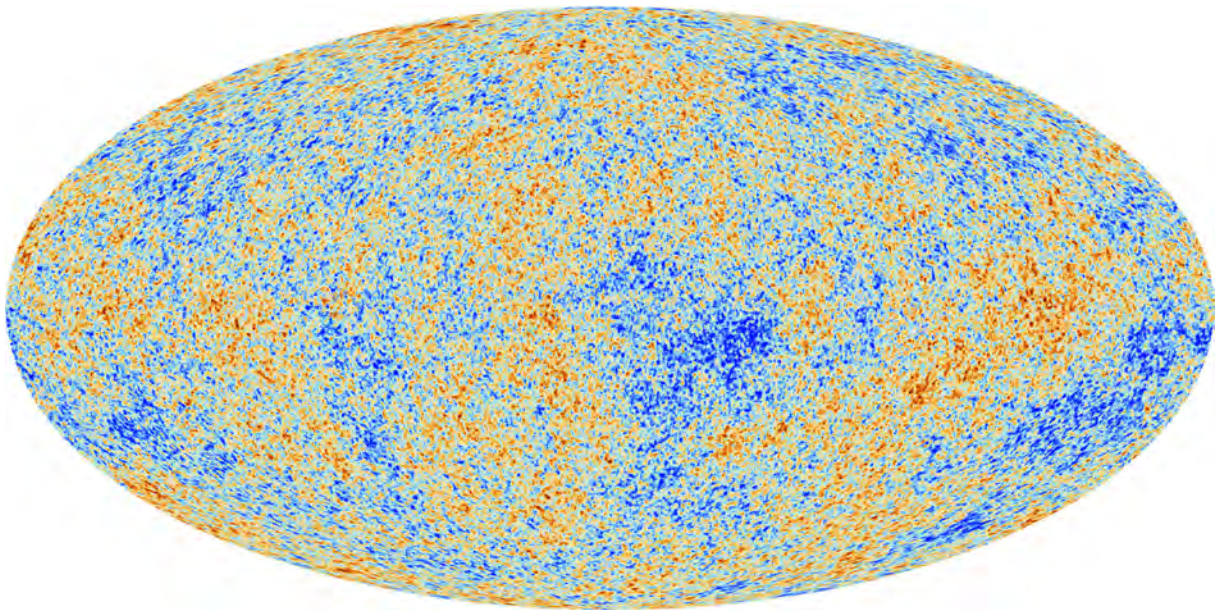


Figure 1.1: Fluctuations de températures dans le CMB telles qu'observées par la mission *Planck*. Adapté de The Planck Collaboration [225].

de l'espace, qui induira un décalage vers le rouge, ou *redshift*, de sa longueur d'onde. Le lien entre le *redshift* z , la longueur d'onde émise λ et la longueur d'onde observée λ_{obs} est donné par $1 + z = \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda}$. Les photons du CMB sont les photons avec le plus haut *redshift* ($z \sim 1100$) que l'on puisse mesurer. Le *redshift* est un outil très important, car si l'on connaît l'évolution de l'Univers en fonction du temps, au travers, par exemple, d'un modèle cosmologique, il devient autant une mesure de distance que d'époque. En supposant que le mouvement apparent d'un objet est dû à l'expansion de l'Univers (ce qui est le cas pour les objets lointains), on peut mesurer son *redshift* en regardant, par exemple, le décalage de raies d'absorption ou d'émission, et en déduire sa distance et l'époque à laquelle les photons ont été émis.

Le paradigme actuel décrit l'Univers au travers du modèle Λ *Cold Dark Matter* (Λ CDM), qui suppose que l'Univers est constitué (en densité d'énergie) à $\sim 70\%$ d'énergie sombre, à $\sim 25\%$ de matière noire et à $\sim 5\%$ du reste, c'est-à-dire la matière ordinaire qui forme les étoiles et les galaxies. Dans ce paradigme, l'expansion s'accélère par l'effet de l'énergie sombre, qui agit comme une force répulsive à l'échelle de l'Univers. La matière noire, quant à elle, est une matière invisible qui interagit exclusivement avec le champ gravitationnel. L'existence d'un tel ingrédient est nécessaire pour comprendre l'assemblage des grandes structures de l'Univers dans le modèle Λ CDM. Plusieurs observations corroborent la nécessité de matière noire, comme la dispersion de vitesse des galaxies dans les amas [p.ex. 259, 260], les courbes de rotation des galaxies [185], les observations de fusions d'amas de galaxies et le fameux *Bullet*

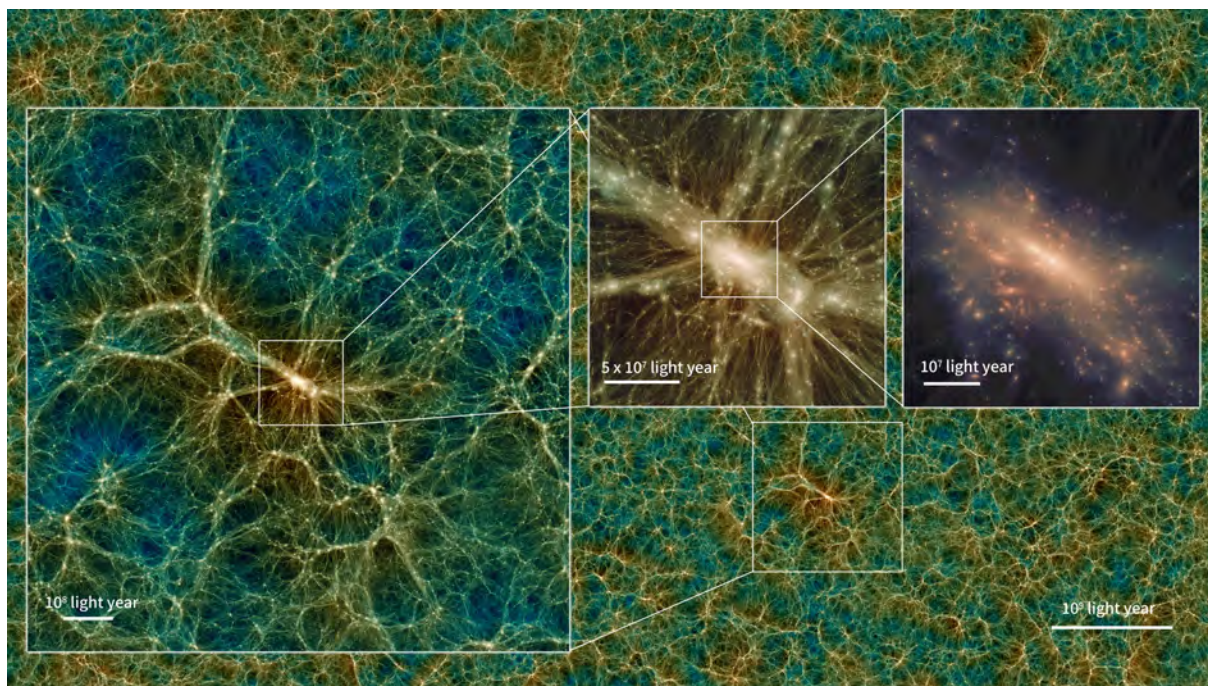


Figure 1.2: Répartition des halos de matière noire à différentes échelles dans la simulation cosmologique *Uchuu* [113] à $z = 0$. Les groupes et amas de galaxies se forment aux nœuds de la toile cosmique.

Cluster [illustré en Fig. 1.7 59], ou les mesures sur le fond diffus cosmologique [p.ex. 222, 226]. Les natures exactes de la matière noire et de l'énergie sombre ne sont pas encore bien cernées et représentent des enjeux majeurs de l'astrophysique contemporaine. Le modèle Λ CDM n'en reste pas moins pertinent, car c'est aujourd'hui le plus à même à expliquer l'Univers que l'on observe. Ses paramètres sont corroborés par des observations indépendantes, portant, par exemple, sur les fluctuations du CMB [p.ex. 226], les supernovæ [p.ex. 180] ou encore les oscillations acoustiques des baryons [p.ex. 11]. Néanmoins, avec la précision croissante des mesures, des tensions sur certains paramètres émergent, notamment sur la constante d'Hubble pour laquelle on observe une tension à 5σ entre les valeurs déterminées par The Planck Collaboration [226] et par Riess et al. [180]. Cela peut indiquer que le modèle Λ CDM est encore incomplet pour décrire exhaustivement l'Univers. Une revue récente et exhaustive de l'inférence des paramètres cosmologiques fait le point sur les différentes tensions qui ont émergées dans la décennie [1].

1.1.2 | La formation des amas et toile cosmique

Dans l'assemblage hiérarchique des structures de l'Univers, les structures se forment par fusions successives de structures plus petites. L'Univers primordial est homogène, à l'exception de fluctuations de densités provenant des fluctuations quantiques. Les surdensités primordiales suffisamment massives s'effondrent alors en halos lorsque le rapport de leur densité sur la densité moyenne est de l'ordre de $\rho_{\text{halo}}/\bar{\rho} \simeq 358$ [à $z = 0$, voir 43, 127, pour une approximation en fonction de z]. Si la densité à un *redshift* donné dépasse la densité moyenne de ce facteur, alors la matière noire peut s'effondrer et former un halo. Ces halos vont ensuite s'attirer mutuellement sous l'effet de la gravitation et se rassembler pour former des halos plus grands par fusion. C'est par ce processus que les galaxies, les groupes et les amas de galaxies se forment et évoluent. Les simulations cosmologiques sont un excellent outil pour étudier et représenter l'évolution de ces structures. Par exemple, la récente simulation *Uchuu* [113] illustre parfaitement en Fig. 1.2 la formation de la toile cosmique et la formation hiérarchique des grands halos de matière noire. Le premier pointé du *JWST*, illustré en Fig. 1.3 a été dirigé vers l'amas SMACS J0723.3-7327, et était à la date de son acquisition l'image la plus « profonde » du ciel en termes de sensibilité. On peut y observer les galaxies rassemblées dans un potentiel gravitationnel dominé par la matière noire. Celle-ci constitue la majorité de la masse des amas ($\sim 85\%$). La composante baryonique principale ne se trouve pas dans les galaxies que l'on peut observer en optique, mais dans le gaz chaud et ionisé qui remplit le potentiel gravitationnel du halo de matière noire.

Le milieu intra-amas ou *Intra-Cluster Medium* (ICM) concentre la plupart de la masse restante des amas de galaxies, après la matière noire. La majorité de la matière ordinaire dans l'Univers est présente dans ce gaz chaud, entre les galaxies. Initialement, il est majoritairement composé d'hydrogène et d'hélium. Cependant, les étoiles et galaxies qu'il contient vont enrichir son contenu d'éléments chimiques plus lourds [voir 148, pour une revue sur l'observation de l'enrichissement chimique de l'ICM]. Le numéro atomique Z d'un élément définit son nombre de protons, les éléments légers (Hydrogène, $Z = 1$ et Hélium, $Z = 2$) proviennent essentiellement de la nucléosynthèse primordiale. Ensuite, les éléments tels que le carbone et l'azote ($Z = 6$ et $Z = 7$) sont issus majoritairement des processus de fusion nucléaire dans les étoiles de faible masse dans la branche asymptotique des géantes, phase durant laquelle les vents stellaires disséminent les éléments produits dans le milieu environnant. Les éléments intermédiaires ($8 \leq Z \leq 30$) sont créés lors des supernovæ à effondrement de cœur et les supernovæ thermonucléaires. Les éléments les plus lourds ($Z > 30$) sont quant à eux produits par capture neutronique, soit dans des fusions d'étoiles à neutron ou par capture dans les étoiles de la branche asymptotique. Le transport de ce gaz enrichi des galaxies vers l'ICM a majoritairement lieu par *ram pressure stripping*, un processus illustré en Fig. 1.4 où le gaz des galaxies est arraché

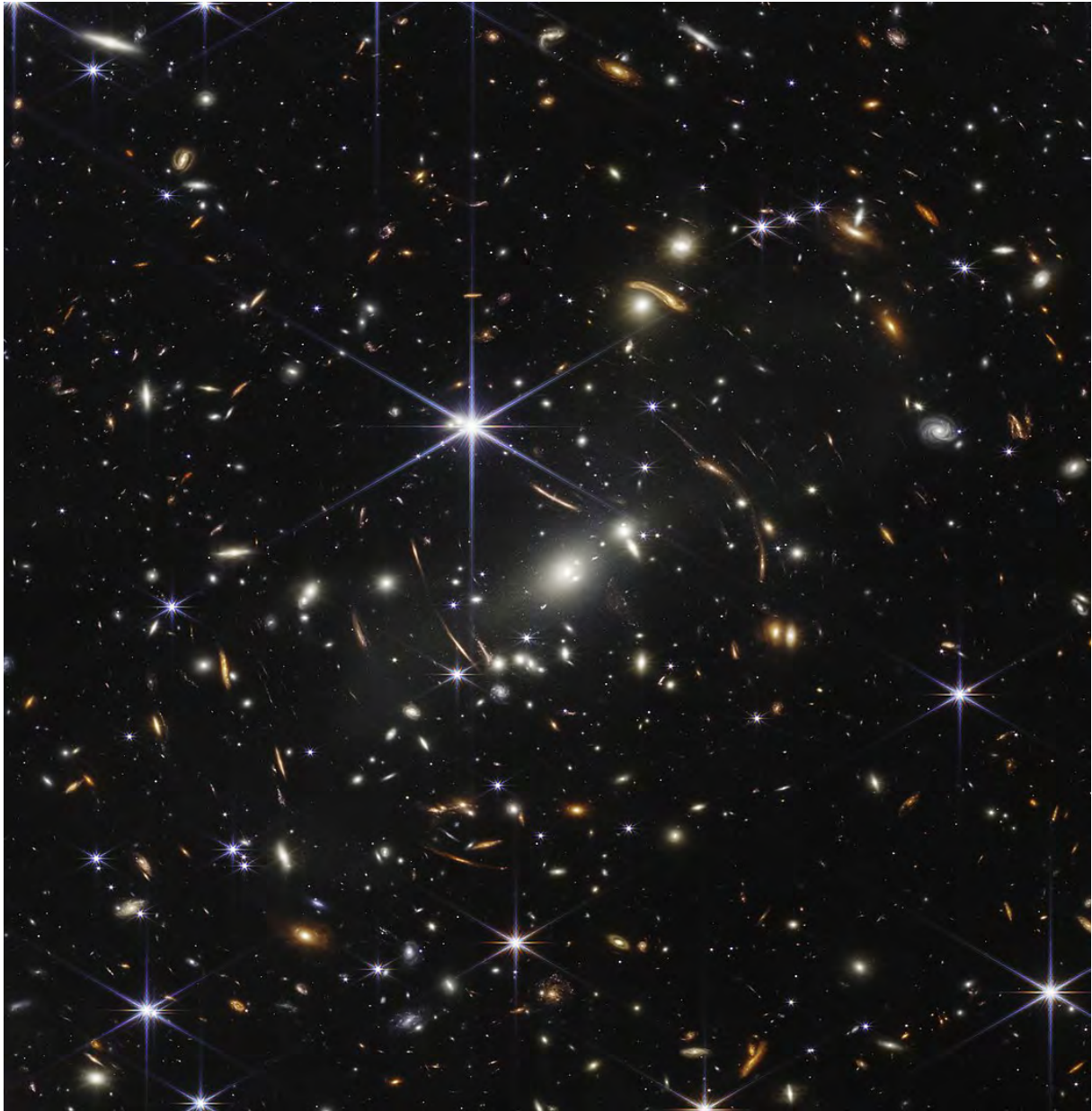


Figure 1.3: L'amas SMACS J0723.3-7327 tel que vu en proche infrarouge par NIRC*am* avec un temps de pose de 12 heures et 30 minutes. Il s'agit de la première image de qualité scientifique partagée à la communauté par le télescope spatial *James Webb*. La taille angulaire de l'image est de l'ordre de $\sim 2,4$ arcmin.



Figure 1.4: *Ram pressure stripping* observé par *Hubble* dans la galaxie JW 100 dans l'amas A2626. On peut noter le déclenchement de la formation d'étoiles dans les filaments de gaz. Crédit : ESA/Hubble/NASA

par la pression dynamique due aux mouvements relatifs par rapport à l'ICM [p.ex. 101]. Les vents galactiques, issus des supernovæ, contribuent également à évacuer les éléments lourds du milieu galactique [p.ex. 63]. L'ensemble des processus dynamiques à l'œuvre dans le milieu intra-amas (abordés en suivant dans cette thèse) vont finalement disperser les éléments ainsi produits.

Les amas sont donc d'immenses objets diffus, qui se forment par effondrement gravitationnel. Définir une taille pour ces objets n'est pas évident, on utilise généralement la densité critique pour cela. Dans cette thèse, j'utiliserai surtout R_{500} comme échelle caractéristique de taille, ce qui correspond au rayon dans lequel la densité moyenne de l'amas est égale à 500 fois la densité critique de l'Univers à un *redshift* donné. Ces structures ont une taille caractéristique de l'ordre du Megaparsec, soit environ 3 millions d'années-lumière. Leurs masses sont généralement contenues entre $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$, et la température du gaz qu'ils contiennent est de l'ordre de $10^7 - 10^8$ K. On distingue les amas de galaxies des groupes de galaxies par des critères de nombre de galaxies et de masse arbitraire, généralement les groupes ont une masse $M \lesssim 10^{14} M_{\odot}$ et un nombre de galaxies $N \lesssim 100$. Contrairement à ce que l'on pourrait croire, les groupes de galaxies ne sont pas simplement des amas miniatures, leurs potentiels gravitationnels plus faibles les rendent plus sensibles aux perturbations non-gravitationnelles, par exemple, l'activité du noyau de la galaxie centrale [p.ex. 138].

Un aspect intéressant de l'effondrement gravitationnel des amas est qu'il mène à des pro-

propriétés autosimilaires. En effet, dans des hypothèses simples où les amas se forment uniquement via un effondrement de gaz initial par gravité, et que le chauffage n’a lieu que par la conversion de l’énergie gravitationnelle en énergie interne, alors on s’attend à ce que les propriétés de ces structures dépendent exclusivement de leur masse. En renormalisant judicieusement par la masse et le *redshift*, on devrait être en mesure de trouver des propriétés similaires pour tous les amas [p.ex. 118, 144]. Cette invariance d’échelle a des implications fortes pour les amas relaxés : tous les amas seraient juste le résultat d’une homothétie d’une structure commune partagée par tous ces objets. D’autres implications sont des corrélations en loi de puissance entre les paramètres des amas, comme la luminosité en rayons X et la température moyenne. Les déviations à l’autosimilarité correspondent généralement à des états non-relaxés ou à un impact important de processus non-gravitationnels, ce qui s’observe pour les amas à *redshift* plus élevé, ce qui est corrélé avec un taux d’accrétion de masse plus élevé et de fusion plus fréquente [p.ex. 134, 23, 27], ainsi que dans les régions périphériques des amas où l’accrétion de matière va contribuer au chauffage du gaz [133]. Cet aparté me permet d’introduire la notion de chauffage dit non-thermique, qui correspond à l’ensemble des processus qui vont contribuer au chauffage de l’ICM et qui ne sont pas dus à l’effondrement gravitationnel. Cela regroupe l’ensemble des processus liés à la physique des baryons du milieu intra-amas, par exemple, les chocs supersoniques issus de la fusion d’amas, la turbulence magnétohydrodynamique (MHD) émergeant dans le milieu, la rétroaction de l’AGN central et autres phénomènes que j’aborde plus en détail dans la section suivante.

1.2 | Physique du gaz intra-amas

1.2.1 | Thermodynamique du gaz

Les propriétés thermodynamiques du gaz intra-amas sont étroitement liées à l’effondrement initial des halos ainsi qu’à l’histoire de leur assemblage dynamique. Comme expliqué plus haut, l’effondrement autosimilaire suggère que les propriétés du gaz devraient fortement être corrélées à la masse du halo, ce qui a été corroboré à la fois via des simulations numériques non-radiatives [p.ex. 88, 34, 236] et des échantillons d’amas locaux [p.ex. 175, 18, 176, 61, 177]. Les écarts des propriétés du gaz à ces relations d’échelles sont essentiellement liés aux processus non-gravitationnels à l’œuvre dans les amas, et peuvent être utilisés pour estimer, par exemple, la contribution du refroidissement radiatif, de la rétroaction issue de la formation d’étoiles et des supernovæ résultantes ou de la rétroaction de l’AGN central [p.ex. 35, 128, 91]. Dans les dernières années, les observations en rayons X et effet Sunyaev–Zeldovich (SZ), détaillé en Sec. 1.3.2, ont permis de contraindre les profils de densité n_e [p.ex. 77], température T [p.ex. 135], pression P [p.ex. 19] et (pseudo)-entropie $K = k_B T n_e^{-2/3}$ [p.ex. 178], jusqu’à un rayon de

$\gtrsim 2 R_{500}$ [228, 98]. L'illustration de la forme générale de ces profils est donnée pour l'échantillon X-COP (Cf. Chap. 3) en Fig. 1.5, où l'on peut notamment observer la distinction entre les amas possédant ou non un cœur froid (Cf Sec. 1.2.2).

Le milieu intra-amas est naturellement très chaud du fait de l'effondrement gravitationnel initial, qui élève sa température à l'ordre de $10^7 - 10^8$ K. Cette énergie élevée ionise complètement le gaz. Il peut alors se refroidir en émettant des rayons X par divers processus détaillés en Sec. 1.3.1. Le gaz étant optiquement mince aux longueurs d'ondes associées, l'émission de rayons X évacue de l'énergie du système et contribue donc à son refroidissement. Nous verrons que cette émission dépend de la densité au carré du gaz, ce qui implique que les régions centrales se refroidissent davantage que les régions extérieures. Cependant, le système étant soumis à sa propre gravité, une diminution en température implique nécessairement une contraction du gaz, qui deviendra alors plus dense et accélérera encore le refroidissement. Cette boucle de rétroaction positive entre densité et refroidissement impliquerait une catastrophe du refroidissement dans les régions centrales des amas, qui deviendrait extrêmement dense au point de pouvoir former des étoiles. Cependant, l'absence d'observations spectroscopiques corroborant le refroidissement [p.ex. 216, 170, 169] ou de surdensité et de formation d'étoile [p.ex. 79, 162] implique l'existence de mécanismes de chauffages qui vont venir contrebalancer le refroidissement radiatif. En particulier, dans les régions centrales, la densité élevée couplée au refroidissement radiatif par *bremsstrahlung* permet des taux d'accrétion élevés sur le trou noir supermassif de la galaxie centrale. Ce trou noir s'active alors en noyau actif de galaxies ou *Active Galactic Nucleus* (AGN) et déclenche une rétroaction négative sur la température et la densité du milieu environnant, régulant alors le processus de refroidissement. Les rétroactions sont soit radiatives, du fait de l'émission du disque d'accrétion, soit cinétique par la présence de jets supersoniques visibles en radio, qui, en interagissant avec l'ICM, forment des bulles de gaz chaud qui s'élèvent alors dans l'ICM par poussée d'Archimède. La Fig. 1.6, issue de la récente revue par Hlavacek-Larrondo, Li et Churazov [109], illustre ce processus dans plusieurs galaxies centrales d'amas, via des images composites radio/optiques. Savoir comment ces bulles de gaz chaud contribuent concrètement au chauffage du milieu intra-amas est moins évident. L'interaction des jets de l'AGN avec le gaz va produire des fronts de choc [p.ex. 161, 87, 205] contribuant directement au chauffage du gaz dans les régions centrales. Sur des échelles plus larges, la présence des bulles peut exciter des ondes sonores [p.ex. 84], produire des populations de rayons cosmiques [p.ex. 102] et permet également le déclenchement de cascades turbulentes, qui permettent d'efficacement convertir l'énergie cinétique des bulles en énergie interne [252].

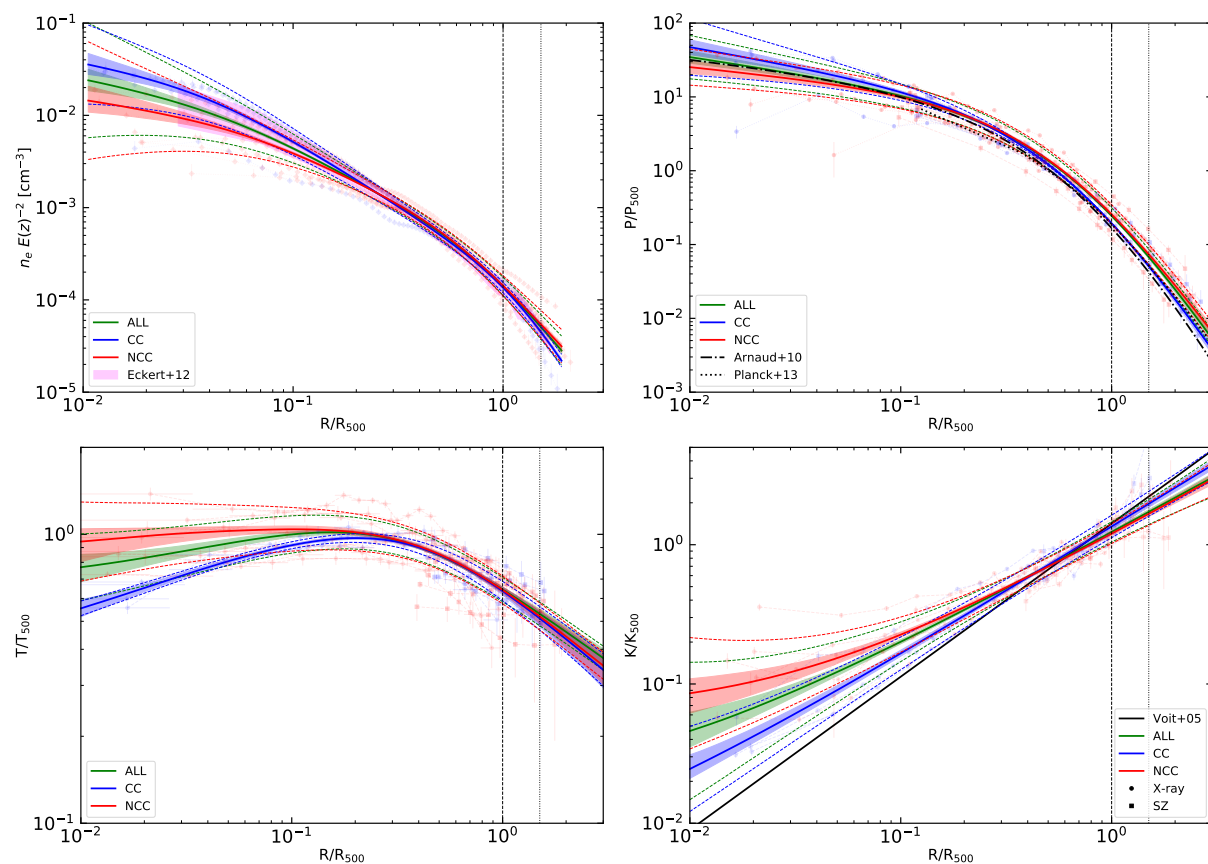


Figure 1.5: Profils thermodynamiques « universels » obtenus en joignant les profils individuels des amas de l'échantillon X-COP. Les profils de densité n_e (haut gauche), de pression P (haut droite), de température T (bas gauche) et d'entropie K (bas droite) sont représentés en distinguant les amas avec et sans cœur froid (respectivement bleu et rouge) et en regroupant tous les amas de l'échantillon (vert). Les profils de densités sont comparés aux profils obtenus par Eckert et al. [77]. Les profils de pression sont comparés aux profils obtenus par Arnaud [17] et The Planck Collaboration [228]. Les profils d'entropie sont comparés aux prédictions théoriques de Voit, Kay et Bryan [237]. Les profils universels ainsi déterminés sont représentatifs des précédentes observations. Adapté de Ghirardini et al. [98].

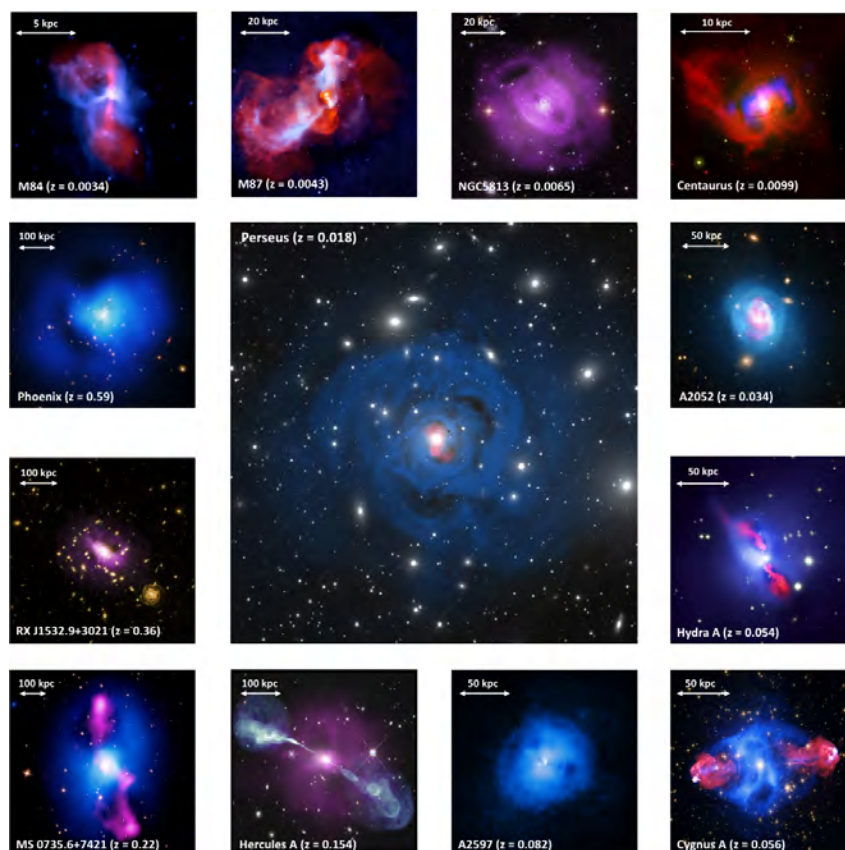


Figure 1.6: Images composites rayons X (bleu), radio (rouge) et optiques. Les structures en forme de jets correspondent aux images radios. Adapté de Hlavacek-Larrondo, Li et Churazov [109].

1.2.2 | Assemblage dynamique des amas

Dans la section précédente, j'ai conclu sur le rôle potentiel de l'AGN central dans la production de turbulences au sein de l'ICM, contribuant ainsi à son chauffage. Et c'est en effet l'objectif central de cette thèse que d'examiner la nature et les mécanismes des turbulences dans le milieu intra-amas. La notion de turbulence est abordée plus en détail dans la Sec. 1.2.3, mais je souhaite en amont motiver la présence de perturbations dynamiques dans les amas pouvant mener à l'émergence de turbulences, turbulences dont la présence a été avérée par des approches indirectes et directes [p.ex. 108, 252]. Dans les paragraphes suivants, je présente une série de processus à même de déclencher des mouvements turbulents, tous intrinsèquement liés à l'évolution dynamique des amas. Les amas étant toujours en phase de croissance, ils croissent par des fusions et accrétion continue depuis la toile cosmique, et les processus qui suivent sont liés à cet assemblage.

Accrétion de matière et fusion de halos Les amas accrètent constamment de la matière depuis la toile cosmique. Le gaz étant accéléré à des vitesses supersoniques par rapport à l'ICM ambiant, il formera un choc stationnaire d'accrétion. Comme expliqué plus tard en Sec. 1.3.3, ces structures sont particulièrement visibles en radio, car elles contribuent à l'accélération de rayons cosmiques qui émettent ensuite des ondes radios par rayonnement synchrotron [p.ex. 234], tout en contribuant au chauffage du gaz. Des cas plus flagrants d'accrétion sont visibles lorsqu'un amas fusionne avec d'autres halos de matière noire, comme des groupes ou d'autres amas. Ces événements de fusions sont les plus énergétiques de l'Univers après le Big Bang ($\sim 10^{63}$ ergs). Les amas fusionnent avec des vitesses supersoniques, générant ainsi des chocs, des mouvements d'ensembles et des turbulences dans l'ICM. Les fusions d'amas sont des laboratoires uniques en astrophysique, on peut par exemple penser au célèbre exemple du *Bullet cluster* illustré en Fig. 1.7 [59], où la fusion entre deux amas a séparé le halo de matière (*a fortiori* non collisionnelle) de l'ICM de chaque progéniteur, dont l'interaction a permis la formation de l'arc de choc caractéristique de ce système. Cet exemple à lui seul est un plaidoyer pour l'existence de la matière noire, et permet d'émettre des contraintes sur sa section efficace [p.ex. 142, 181]. Des revues sur la physique de ces événements ont été rédigées par Sarazin [193] et Molnar [157].

Cœurs froids, fronts froids et *sloshing* Les régions centrales des amas de galaxies peuvent devenir très denses grâce au refroidissement radiatif. Comme expliqué plus tard en Sec. 1.3.1, l'émissivité des amas en rayons X dépend principalement de la densité électronique au carré. C'est le mécanisme de refroidissement le plus important, car il permet d'évacuer une grande quantité d'énergie du milieu ($\sim 10^{44} - 10^{45}$ erg s⁻¹). Bien que compensé par des processus de chauffage précédemment introduits, le refroidissement est suffisamment efficace pour mener à l'émergence de cœurs froids, qui représentent des zones très denses dans les régions centrales. Ces cœurs froids peuvent, ou non, survivre lorsque deux amas de galaxies fusionnent, menant à l'émergence de structures que l'on qualifie de fronts froids, dont la « balle » du *Bullet Cluster* est un exemple (voir Fig. 1.7). On peut noter une grande variété morphologique pour les fronts froids, qui dépendent de l'histoire de l'assemblage dynamique de chaque objet. Ces structures se caractérisent par des discontinuités de densité dans les images en rayons X, sans discontinuité notable de pression, ce qui les différencie des chocs. Lorsque deux amas en fusion se rencontrent avec un paramètre d'impact suffisamment grand, les résidus structurels issus des cœurs des amas peuvent osciller au fur et à mesure qu'ils s'assemblent, ce qui a pour conséquence la formation de structures en spirales dites de *sloshing*. Ces structures sont en équilibre isobarique et peuvent subsister pendant quelques milliards d'années comme suggéré par les simulations numériques [257]. Une revue de l'émergence de ces structures via l'assemblage dynamique des amas est proposée par Markevitch et Vikhlinin [143].

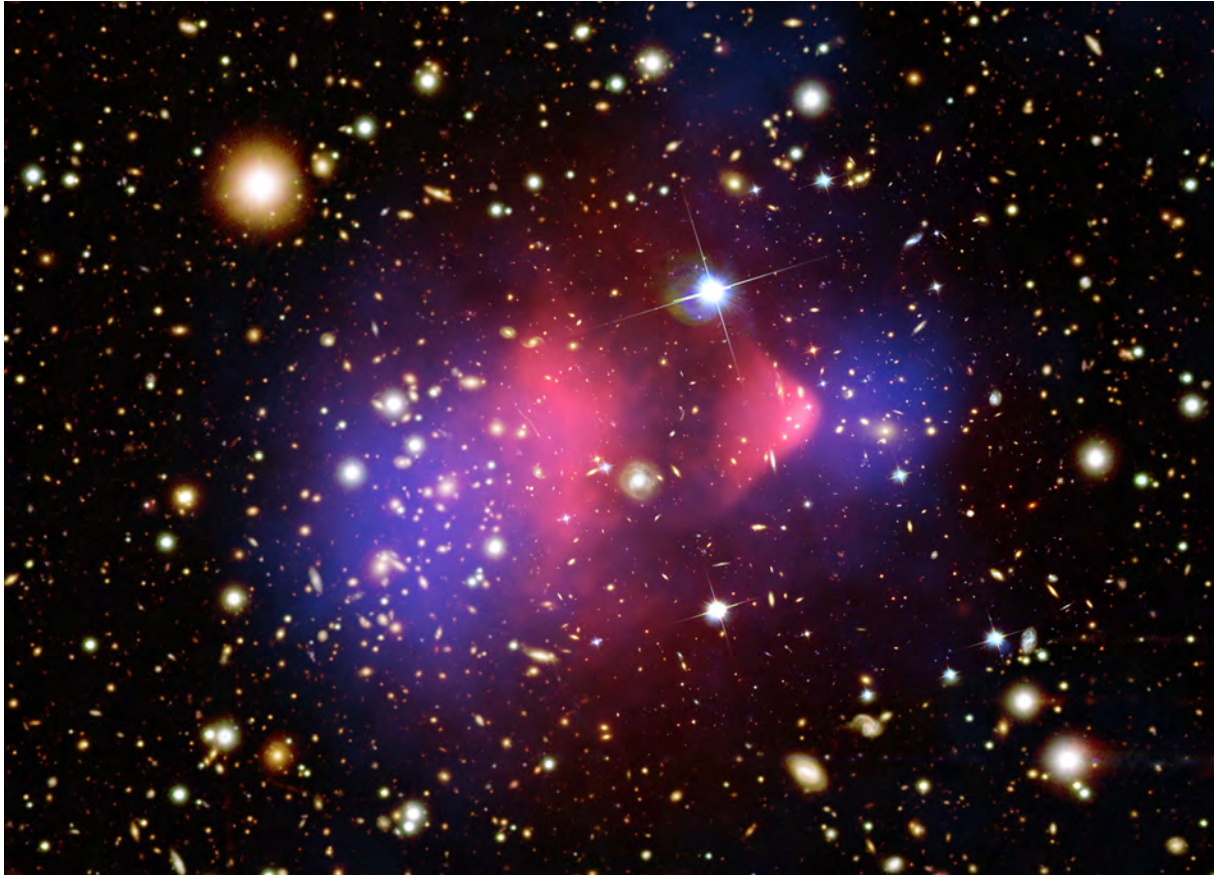


Figure 1.7: Le *Bullet Cluster*, un évènement de fusion frontale entre deux amas de galaxies. La couleur bleue représente la masse mesurée par lentillage gravitationnelle, traçant principalement la matière noire. La couleur rouge trace le gaz chaud émettant des rayons X. Le gaz est collisionnel à l'inverse de la matière noire et des galaxies. Cela engendre la dissociation observée entre le halo de matière noire accompagné des galaxies et le gaz intra-amas. Crédit : M. Markevitch & D. Clowe

1.2.3 | Turbulences dans les amas de galaxie

La mécanique des fluides peut se résumer sommairement à l'équation de Navier-Stokes, dont la preuve de l'existence d'une solution régulière pour les fluides incompressibles constitue l'un des problèmes du prix du millénaire. En introduisant l'opérateur différentiel vectoriel ∇ , le bilan de quantité de mouvement des fluides s'écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f} \quad (1.2)$$

\mathbf{v} = (le champ vectoriel de) la vitesse du fluide

ρ = (le champ scalaire de) la masse volumique du fluide

P = (le champ scalaire de) la pression du fluide

ν = (le champ scalaire de) la viscosité cinématique du fluide

\mathbf{f} = (le champ vectoriel de) la somme des forces volumiques

Dans cette équation, on identifie deux termes liés au transport de vitesse dans l'écoulement, donc le rapport permet de définir le nombre de Reynolds Re :

$$Re = \underbrace{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}}_{\text{Advection}} / \underbrace{\nu (\nabla^2 \mathbf{v})}_{\text{Diffusion}} \simeq \left[\frac{\text{Taille} \times \text{Vitesse}}{\text{Viscosité cinématique}} \right] \quad (1.3)$$

Le nombre de Reynolds mesure donc le processus de transport dominant au sein du fluide. Lorsque $Re \ll 1$, l'écoulement sera dominé par sa viscosité, et sera laminaire. À l'inverse, lorsque $Re \gg 1$, les processus advectifs seront prédominants. Dès lors, la turbulence est un phénomène universel émergeant dans les fluides à haut nombre de Reynolds sujets à des perturbations introduisant de l'énergie cinétique. Les champs turbulents sont caractérisés par la présence de tourbillons à plusieurs échelles, aléatoirement distribués. Il s'agit d'un processus dont il est simple d'intuiter la nature, mais bien plus complexe à définir explicitement. Pour s'essayer à cet exercice, on peut commencer par lister les propriétés que l'on attribue aux écoulements turbulents :

- **Stochasticité** : les écoulements turbulents sont chaotiques, très irréguliers, si bien qu'ils sont généralement mieux décrits par des approches statistiques que déterministes.
- **Diffusivité** : les turbulences transportent les inhomogénéités du fluide et améliorent son mélange, il s'agit donc d'un processus diffusif.
- **Vorticité** : les écoulements turbulents présentent des structures en vortex, qui sont caractéristiques d'un écoulement rotationnel

- **Dissipativité** : les écoulements turbulents sont transitoires s'ils ne sont pas constamment alimentés par des sources de perturbation

Avec ces propriétés en tête, on peut comprendre les écoulements turbulents comme des processus transitoires qui émergent quand un fluide présente une forte inhomogénéité dans sa distribution d'énergie cinétique. La disparité d'énergie cinétique va induire la formation de tourbillons, qui s'étirent et se scindent en plus petits tourbillons sans perte de quantité de mouvement. La cascade de tourbillons de plus en plus petit s'arrête lorsqu'ils atteignent une échelle où la viscosité du fluide domine. Dès lors, ils se dissipent en énergie interne et contribuent au chauffage du fluide.

La première description statistique des écoulements turbulents a été formalisée dans la théorie de Kolmogorov [124, abrégée K41]. Pour entrer dans les détails, il nous faut introduire deux notions : i) la moyenne d'ensemble $\langle \cdot \rangle$, qui représente la moyenne sur les réalisations de mesures indépendantes d'une quantité et ii) le spectre de puissance de l'énergie cinétique de l'écoulement $E(k) \propto 4\pi k^2 \langle |\tilde{v}(k)|^2 \rangle^1$ qui quantifie la quantité d'énergie cinétique à chaque échelle dans l'espace de Fourier, avec $\tilde{v}(k)$ la transformée de la vitesse évaluée à la fréquence spatiale k . L'idée principale de cette approche est de postuler qu'il existe un état universel de turbulences si l'on étudie les écoulements à une échelle plus petite que l'échelle d'injection des instabilités. À cette échelle, les turbulences sont uniquement contraintes par la quantité moyenne d'énergie cinétique injectée par unité de volume notée $\langle \epsilon \rangle$, et sont presque isotropes et homogènes. Dès lors, deux hypothèses sont respectées. D'abord, le spectre de puissance de l'énergie cinétique sera uniquement fonction de $\langle \epsilon \rangle$ et de la viscosité cinématique ν , puis, si l'on s'intéresse à des échelles spatiales grandes devant l'échelle de dissipation, alors la dépendance du spectre se réduit à une dépendance en $\langle \epsilon \rangle$.

La conséquence directe de ces deux hypothèses est l'existence de relations d'échelles pour les échelles entre l'injection et la dissipation. Cette gamme d'échelles est souvent appelée le régime inertiel. Puisque dans ce régime, le spectre $E(k)$ dépend uniquement de $\langle \epsilon \rangle$ et de l'échelle k , par analyse dimensionnelle, il vient que :

$$E(k) = C_K \langle \epsilon \rangle^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.4)$$

Où C_K est la constante de Kolmogorov, une constante universelle pour laquelle les expérimentations et les simulations numériques convergent vers une valeur de l'ordre de $C_K \sim 1,6$. On s'attend phénoménologiquement à ce que l'énergie chute lorsque l'on s'intéresse à des échelles supérieures à l'échelle de forçage ou à des échelles inférieures à l'échelle de dissipation. On peut alors dresser un portrait de la répartition en énergie des écoulements turbulents,

¹pour simplifier l'écriture, je fais déjà l'hypothèse que l'écoulement est ici isotrope et homogène, alors la dépendance en k devient une dépendance en k .

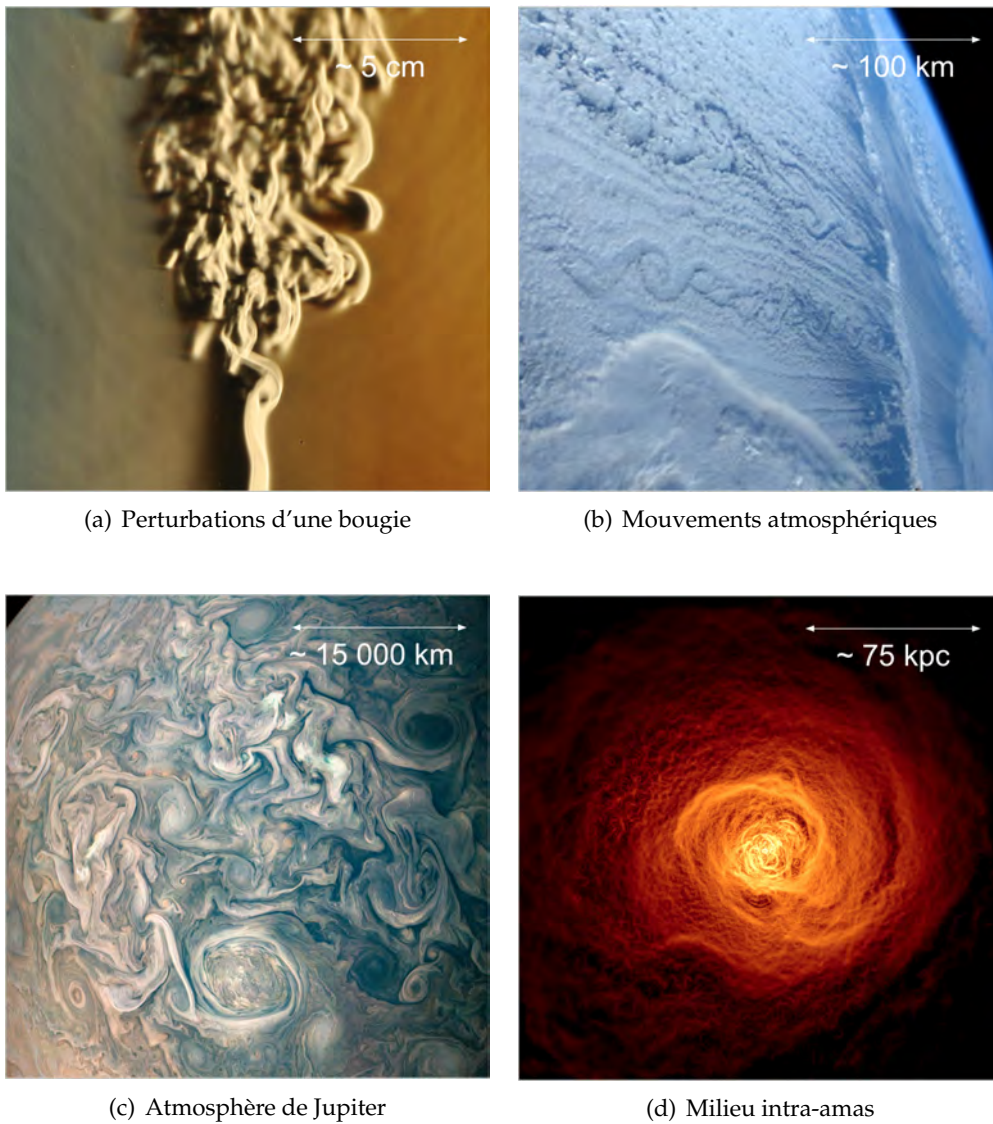


Figure 1.8: Universalité des processus turbulent sur une gamme variée d'échelles spatiales. Crédit des images : NASA, Wikipédia

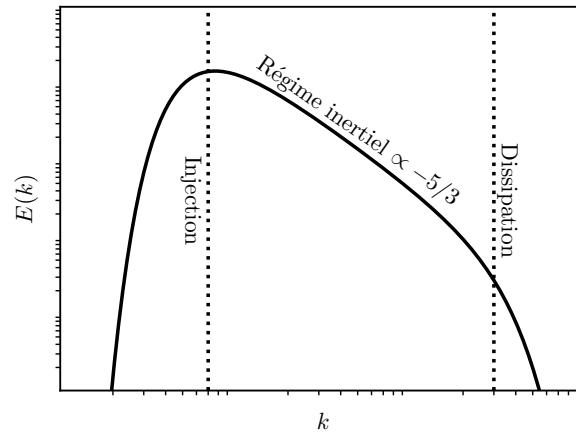


Figure 1.9: Illustration du spectre en énergie attendu pour un écoulement turbulent, avec l'échelle d'injection et de dissipation et le régime inertiel.

illustré en Fig. 1.9. Le spectre en énergie se caractérise par une cascade d'énergie dans le régime inertiel qui suit simplement une loi de puissance. Ces échelles représentent les tourbillons formés par les turbulences, qui s'étirent et se séparent en plus petits tourbillons entre l'injection et la dissipation. L'écoulement est autosimilaire dans le régime inertiel.

L'autosimilarité des turbulences entre l'injection et la dissipation permet de rendre compte de l'universalité de ce processus. Comme illustré en Fig. 1.8, on retrouve ce processus dans tout type de fluide, et à toutes les échelles dans l'Univers. Dans cette thèse, je m'intéresse particulièrement à l'ICM, qui est un gaz chaud en proie à de nombreux forçages tels que l'accrétion depuis la toile cosmique, le *sloshing*, la rétroaction de l'AGN central, les instabilités MHD, etc. Un point important à soulever est que l'ICM est un plasma faiblement magnétisé [$\sim 1 \mu\text{Gauss}$, p.ex. 211, 66]. Une description exhaustive des processus turbulents qu'il subit doit donc inclure les processus magnétiques. Néanmoins, le paramètre β du plasma, défini comme le rapport de la pression du gaz sur la pression magnétique, est élevé dans l'ICM [$\beta \sim 100 - 1000$ p.ex. 130, 44]. Les écoulements dans l'ICM sont super-Alfvéniques (au moins faiblement), ce qui signifie que le champ magnétique est subordonné aux mouvements du fluide et non l'inverse. Dès lors, l'effet du champ magnétique ne prévaut pas dans la dynamique de l'ICM, mais le paramètre β reste suffisamment faible pour permettre aux effets magnétiques de se présenter, par exemple, par le développement d'instabilités « fluides » pouvant entraîner des mouvements macroscopiques dans le gaz [p.ex. 167, 168, 120]. Un diagramme non exhaustif des implications du forçage dû à l'accrétion depuis la toile cosmique est proposé en Fig. 1.10, où j'illustre l'ensemble des processus permettant la conversion de l'énergie gravitationnelle en énergie interne.

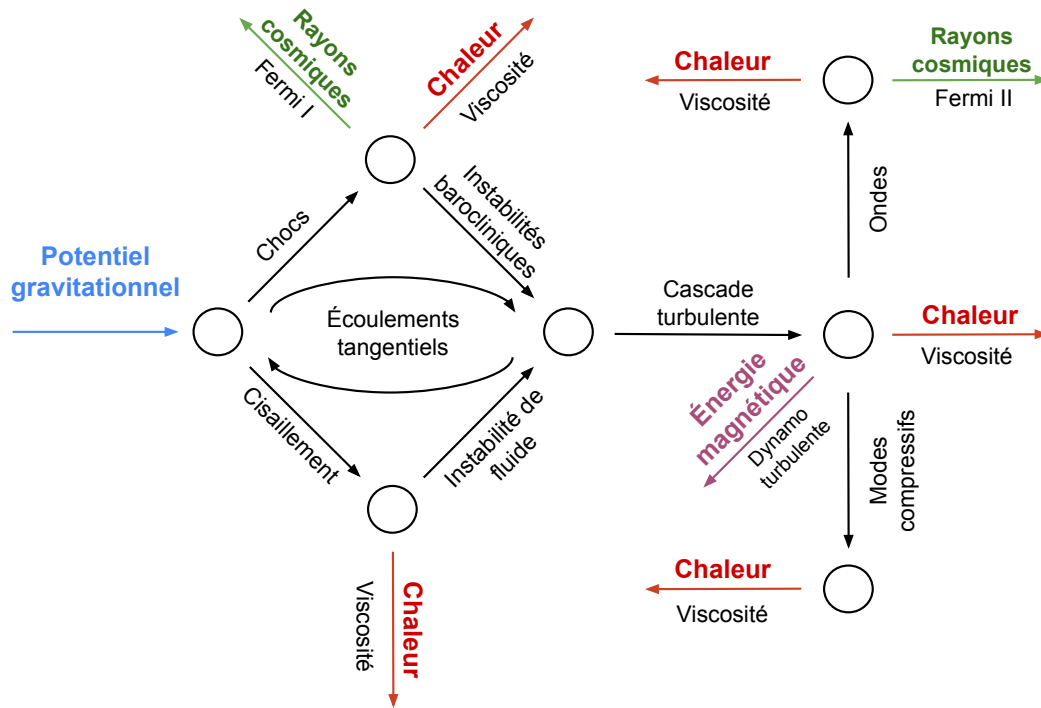


Figure 1.10: Diagramme des transformations de l'énergie cinétique injectée dans le milieu intra-amas par l'accrétion en chaleur, énergie magnétique et rayons cosmiques. Adapté de Miniati et Beresnyak [149].

1.2.4 | Enjeux de l'étude des processus turbulents du gaz intra-amas

Chauffage non-thermique L'étude des turbulences permet de mieux comprendre les processus de chauffages dits non-thermiques du gaz intra-amas. En effet, l'ICM atteint sa température grâce à la conversion initiale d'énergie gravitationnelle en énergie thermique lors de l'effondrement des halos primordiaux, mais d'autres processus contribuent à son chauffage. Par exemple, les rayons cosmiques et les champs magnétiques pourraient contribuer à injecter de l'énergie dans l'ICM par des moyens indépendants de l'interaction gravitationnelle. Mais, on s'attend à ce que cela soit bel et bien les turbulences qui dominent les aspects non-thermiques de l'ICM [p.ex. 232], où leur contribution à la pression totale du gaz s'élèverait à l'ordre de $\sim 10\%$ contre $\sim 1\%$ pour les rayons cosmiques et les champs magnétiques à R_{500} .

Production de rayons cosmiques Les turbulences contribuent aussi à l'accélération de rayons cosmiques. Par accélération type Fermi II, autrement dit de l'accélération stochastique de

rayons cosmiques sur les inhomogénéités des turbulences magnétiques, l'énergie des particules chargées peut augmenter jusqu'à des énergies qui dépassent leur confinement. Le critère de Hillas [106] propose simplement que l'énergie maximale à laquelle un environnement peut accélérer des particules est directement liée à sa taille et à l'intensité de son champ magnétique. Si l'énergie de la particule devient trop élevée, son rayon de giration dans le champ magnétique devient plus grand que la taille du système, et dès lors ne peut plus être confinée. Ainsi, l'énergie maximale est donnée par :

$$\frac{E_{\max}}{1 \text{ EeV}} \sim Z \left(\frac{L}{1 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \quad (1.5)$$

L = la taille caractéristique du système

B = l'intensité du champ magnétique du système

Z = la charge électrique de la particule

Pour les ordres de grandeurs typiques des turbulences de l'ICM, les protons peuvent être accélérés à des énergies de l'ordre de $\sim 100 - 1000$ EeV, soit les énergies les plus élevées du spectre des rayons cosmiques. Néanmoins, ce critère ne prend pas en compte si les mécanismes d'accélération et de freinage permettent effectivement d'atteindre ces énergies [42]. Les rayons γ issus de l'interaction entre les rayons cosmiques et la matière ordinaire fournit un traceur pour l'étude de ces populations. Cependant, l'étude de l'émission γ du milieu intra-amas est un domaine encore émergent, où les détections sont peu nombreuses [3, 2, 243, 20], et où la corrélation avec la présence de rayons cosmique est encore à établir [7, 65]

probablement associée à l'interaction entre une population de rayons cosmiques et le gaz intra-amas [65].

Biais hydrostatique Une meilleure connaissance de ces processus non-thermiques faciliterait également l'utilisation des amas comme sondes cosmologiques. Les paramètres des modèles Λ CDM peuvent notamment être contraints par la fonction de masse des amas, $N(M, z)$. Cependant, pour mesurer la masse des amas via les observables X et SZ, on fait en général l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique, où la pression de l'ICM contrebalance l'attraction gravitationnelle. On verra en Sec. 1.3 qu'un observateur a directement accès à ces quantités en étudiant les amas en rayons X ou en SZ. Dès lors, le profil de masse estimé sous l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique peut s'écrire comme il suit :

$$M_{\text{HE},X}(< r) = -\frac{rk_B T(r)}{G\mu m_p} \left(\frac{d \ln \rho_g(r)}{d \ln r} + \frac{d \ln T(r)}{d \ln r} \right) \quad (1.6)$$

$$M_{\text{HE},SZ}(< r) = -\frac{r^2}{G\rho_g(r)} \frac{dP_{\text{th}}(r)}{dr} \quad (1.7)$$

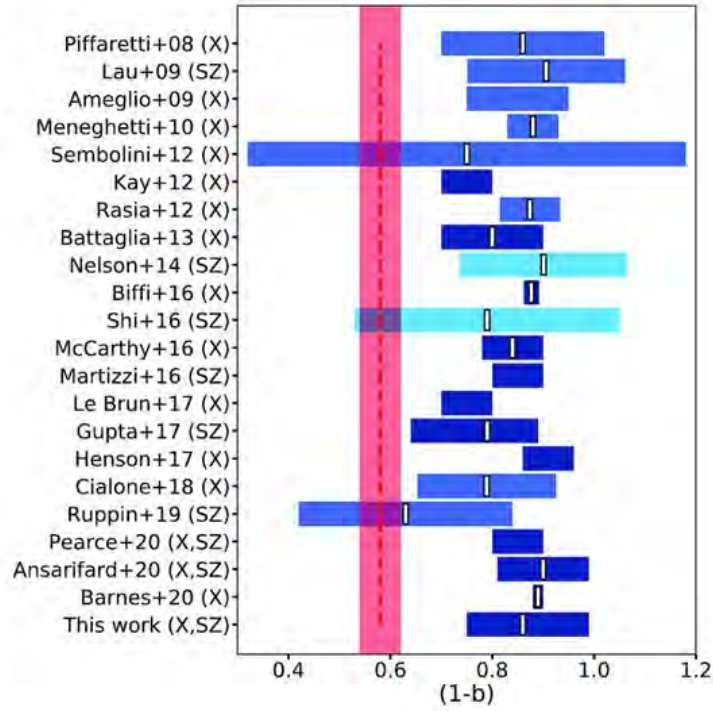


Figure 1.11: Biais de masse hydrostatique évalué via simulations numériques, le rectangle blanc représente la valeur et les rectangles représentent les barres d'erreurs. La couleur des rectangles indique le degré de complexité physique inclut dans les simulations, le bleu clair indique des simulations non-radiatives, le bleu moyen indique la présence de refroidissement, formation d'étoiles et rétroaction des supernovæ, et le bleu foncé inclut la rétroaction de l'AGN central en plus des processus précédents. La barre rouge représente la valeur du biais requise pour que les contraintes sur le modèle Λ CDM issues des amas puissent concorder avec les contraintes issues du CMB. Adapté de Gianfagna et al. [99].

$M_{\text{HE},X/\text{SZ}}(< r)$ = la masse contenue dans le rayon r déterminée par X ou SZ

$T(r)$ = le profil de température

$\rho_g(r)$ = le profil de densité de gaz

$P_{\text{th}}(r)$ = le profil de pression du gaz

Ces profils de masse sont calculés en négligeant l'ensemble des processus non-thermiques à l'œuvre dans l'ICM, qui contribuent à élever la température du gaz. On quantifie cet écart en introduisant le biais hydrostatique, défini par :

$$b = \frac{M_{\text{True}} - M_{\text{HE}}}{M_{\text{True}}} \quad (1.8)$$

Les simulations numériques prédisent des biais de l'ordre de $\sim 10\%$ entre la masse mesurée par X/SZ et la masse véritable du fait de la contribution des processus non-thermiques [p.ex. 172, 132]. Un écart systématique du même ordre de grandeur est obtenu lorsque l'on compare les masses calculées via les observables du gaz intra-amas et les masses mesurées par lentillage gravitationnel, supposément insensibles aux effets non-thermiques puisque directement sensible à la masse [p.ex. 141, 247]. Dès lors, la non-considération de ces processus mène à une sous-évaluation de la masse des amas, ce qui biaise inéluctablement les résultats obtenus vis-à-vis des contraintes cosmologiques. Une compilation récente des valeurs de b prédites par les simulations numériques a été proposée par Gianfagna et al. [99], avec des considérations variées pour la physique du gaz intra-amas. Ces valeurs de b sont illustrées en Fig. 1.11, où l'on constate que le biais hydrostatique n'est en général pas suffisant pour expliquer la tension entre les mesures cosmologiques issues du CMB et celles provenant de la fonction de masse des amas. Une revue sur le calcul de la masse des amas ainsi que les implications des biais associés sur la cosmologie a été publiée par Pratt et al. [179].

1.3 | Observables du milieu intra-amas

1.3.1 | L'émission en rayons X

Raies d'émission Les éléments chimiques présents dans l'ICM permettent des transitions électroniques d'énergie finie lorsqu'un électron se recombine avec un noyau. Différents processus peuvent amener les ions dans un état excité (collision avec les électrons du milieu environnant, absorption de photons avec l'énergie appropriée etc.). Dès lors, il peut retomber à son état fondamental ou à un niveau d'énergie inférieur en émettant un photon, dont la longueur d'onde est donnée par la différence d'énergie entre les deux niveaux. Certaines de ces transitions sont à des énergies de l'ordre du keV, donc visibles en rayons X. Les raies d'émission présents dans les spectres de la Fig. 1.13 proviennent de ce processus.

Continuum bremsstrahlung La température de l'ICM est telle qu'il s'agit d'un plasma complètement ionisé, qui se refroidit par rayonnement continu de freinage ou *bremsstrahlung*. Le rayonnement de freinage est un phénomène électromagnétique résultant de la déviation d'une particule chargée par un champ électrique environnement. Par exemple, lorsqu'un électron s'approche d'un noyau, il est soumis à une force électrique en raison de la charge positive du noyau, modifiant ainsi sa trajectoire et sa vitesse. Une particule chargée qui subit une accélération ou une décélération émet un rayonnement, dès lors, la déviation de l'électron entraîne l'émission d'un rayonnement électromagnétique (illustration en Fig. 1.12). La masse de l'électron étant bien plus faible que celle des noyaux, l'émission de l'ICM se résume principale-

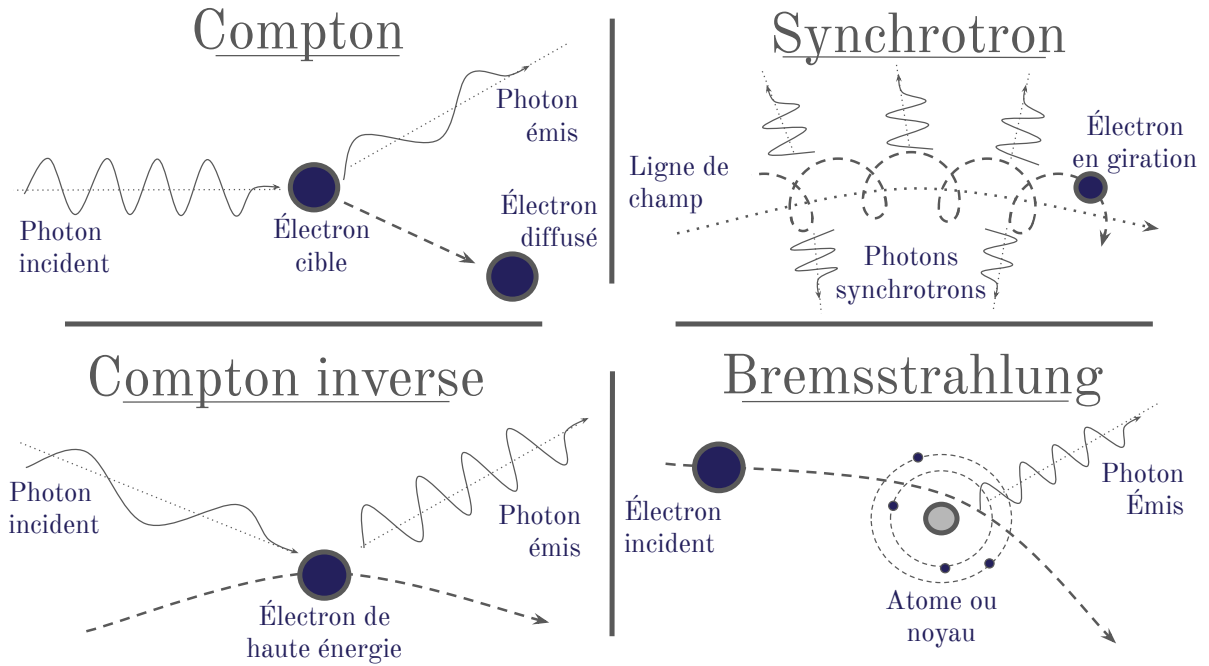


Figure 1.12: Illustration des processus radiatifs en astrophysique.

ment à la courbure de la trajectoire des électrons. Ce processus émet sur un continuum, et son émissivité ϵ à une énergie donnée dépend principalement de la température du plasma T_e et de sa densité n_e [p.ex. 189, 31, 100]:

$$\epsilon(E) \propto T_e^{-1/2} n_e^2 \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) \quad (1.9)$$

La température de l'ICM est suffisamment élevée ($T \sim 10^6 - 10^8$ K) pour que les photons soient émis dans la bande des rayons X. Ce processus devient dominant lorsque la température de l'ICM est supérieure à $T \gtrsim 2$ keV, comme illustré en Fig. 1.13. L'état de l'art pour la modélisation spectrale de l'ICM est fourni par des modèles numériques comme *Astrophysical Plasma Emission Code* (APEC) [208] ou *mekal* [116], qui prennent en compte l'émission du continuum *bremsstrahlung* ainsi que les raies dues aux transitions électroniques, et des sources secondaires telles que l'émission liée à la recombinaison électronique et l'émission à deux photons, la revue de Kaastra et al. [117] aborde en détail les différents processus à l'œuvre dans l'ICM.

Proposer une revue exhaustive de l'utilisation des rayons X appliquée à l'étude de l'ICM est une tâche très complexe puisqu'il s'agit de l'observable historique, depuis la première détection de son émission par les fusées sondes *Aerobee* [48, 89]. Nombre de nos connaissances actuelles sur le milieu intra-amas sont initialement liées aux observations en rayons X, du célèbre β -model initialement vérifié sur des données *Uhuru* [54] à l'identification de l'état dynamique des

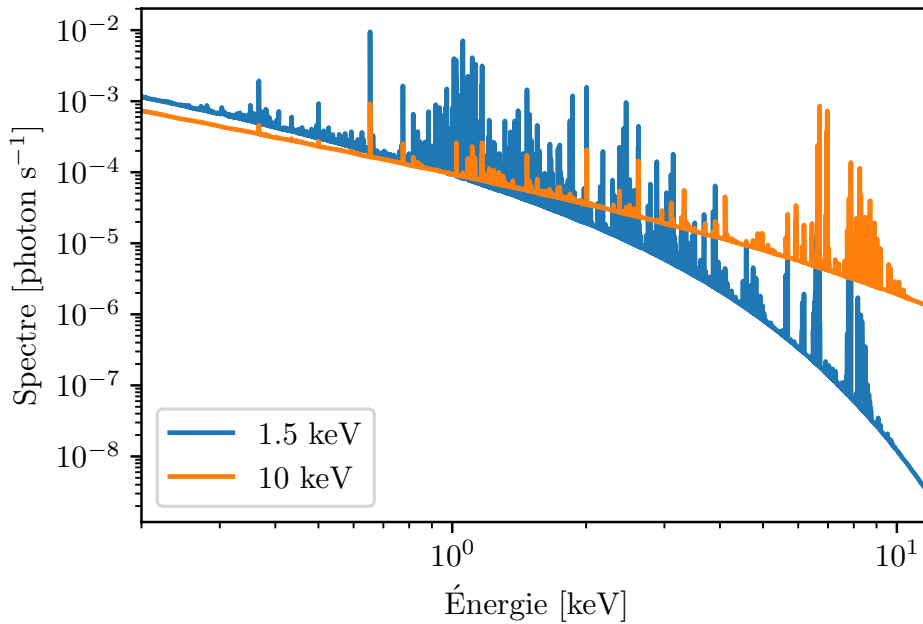


Figure 1.13: Spectres en rayons X issus du modèle APEC à deux températures différentes. On y distingue la contribution des raies d'émissions ainsi que du continuum.

amas par *Einstein* [115], en passant par l'identification des cœurs froids par *XMM-Newton* [p.ex. 156] ou de la rétroaction de l'AGN central et du *sloshing* par *Chandra* [p.ex. 83] pour ne mentionner que les résultats liés à l'imagerie. Du côté de la spectrométrie, les premières détections des raies du Fer [150, 201] a posé les bases de l'étude de l'enrichissement chimique de l'ICM, et la température associée a permis d'obtenir les premières mesures de masse indirectes [129].

Dans cette thèse, j'utiliserai exclusivement des données issues du télescope spatial *XMM-Newton*, que j'introduis plus en détail ici. La mission européenne X-ray Multi-Mirror, *XMM-Newton* [114], lancée en décembre 1999, a été conçue comme un observatoire de rayons X polyvalent, combinant des capacités en matière de chronométrage, de spectroscopie et d'imagerie. Elle embarque deux instruments spécifiques à l'étude des rayons X en astrophysique. D'abord, les *European Photon Imaging Camera* (EPIC) est un ensemble de caméras *Charge Coupled Device* (CCD), et possède trois instruments individuels : l'EPIC-pn [210] et les deux EPIC-MOS [229]. Les caméras EPIC sont caractérisées par leur vaste surface collectrice, leur large champ de vue et leur faible vignettage. Elles opèrent principalement dans la bande 0,2-12 keV. Ensuite, les *Reflection Grating Spectrometers* ou RGS [104] se composent de deux spectromètres qui proposent une haute résolution spectrale, mais sont spécifiquement adaptés aux rayons X mous et aux sources particulièrement lumineuses. Leur conception ne permet pas d'imagerie, se con-

centrant sur l'étude des sources les plus brillantes dans leur champ de vision. Cette thèse se focalisant sur l'imagerie des amas, je n'utilise que des données issues des instruments EPIC.

1.3.2 | L'effet Sunyaev-Zel'dovich

Bien que l'observation en rayons X ait longtemps été l'outil principal pour étudier le gaz intra-amas, les électrons libres de ce plasma peuvent également diffuser les photons du fond diffus cosmologique les traversant. Via l'effet Compton-inverse, les électrons transfèrent une partie de leur énergie vers les photons du CMB, augmentant en moyenne leur énergie. Le décalage spectral ainsi induit est baptisé SZ en hommage aux premiers théoriciens l'ayant décrit [213], et est observable dans les longueurs d'onde millimétriques ou submillimétriques. Le spectre différentiel ΔI_ν , correspondant à la différence entre le spectre attendu et le spectre décalé par effet SZ, peut s'exprimer en fonction du paramètre de Comptonisation noté y . Celui-ci peut directement être relié à la pression intégrée le long de la ligne de visée :

$$y(\rho) = \int \frac{k_B T(\mathbf{r})}{m_e c^2} n_e(\mathbf{r}) \sigma_T d\ell \propto \int P(\mathbf{r}) d\ell \quad (1.10)$$

$k_B T$ = la température de l'ICM

P = la pression de l'ICM

$m_e c^2$ = l'énergie de masse de l'électron

n_e = la densité électronique

σ_T = la section efficace de Thomson

La Fig. 1.14 montre l'effet du décalage SZ sur un spectre d'émission de corps noir du CMB pour un paramètre de Comptonisation y de 0,15 et la différence mesurée pour $y = 0,0005$. L'étude de l'ICM via la distorsion SZ fournit une observable directe complémentaire à celle des rayons X. De plus, la dépendance en n_e (en comparaison à la dépendance en n_e^2 pour l'émission en rayons X) permet d'observer les régions extérieures des amas. Cette approche vient avec ses propres problématiques, comme la haute sensibilité requise pour les observatoires afin de mesurer les très faibles fluctuations associées, la contamination par les sources ponctuelles, ou encore les problématiques associées aux observatoires eux-mêmes et à leurs caractéristiques instrumentales, qui sont très différents des observatoires en rayons X. L'étude de l'effet SZ dans les amas a notamment permis de contraindre une structure des profils de pression des amas [p.ex. 228, 174, 195, 196]. Les grands relevés SZ tels que celui issu du satellite *Planck*, [227] ou des radiotélescopes SPT [53] et ACT [204] ont fourni une vue complémentaire aux rayons X quant à la physique du gaz intra-amas [228, 146, 147], et des contraintes sur la cosmologie grâce aux catalogues qui en découlent [220, 224]. Les études actuelles autour de l'effet SZ sont

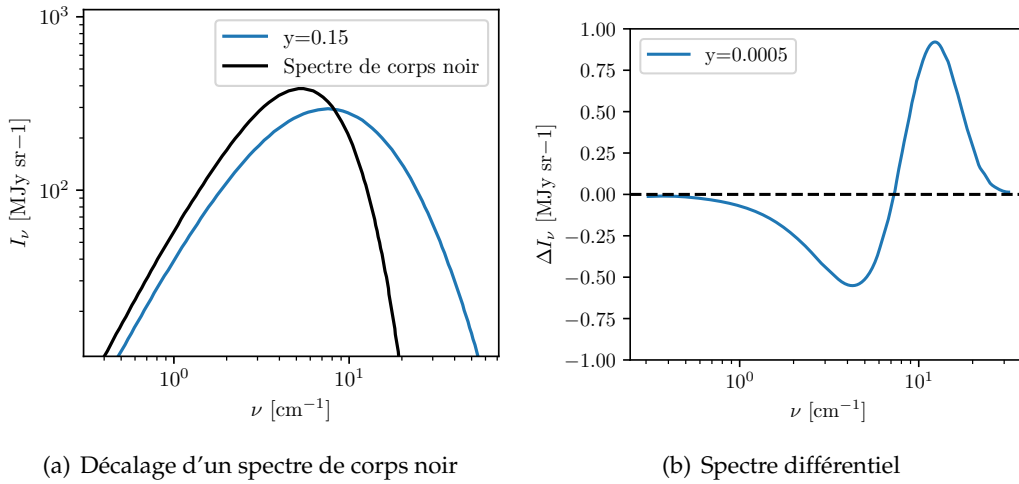


Figure 1.14: Décalage d'un spectre de corps noir par effet SZ et différence attendue pour un décalage élevé ($y = 0.15$) et un décalage faible ($y = 0.0005$). Adapté de <https://www.astro.ucla.edu/~wright/SZ-spectrum.html>

portées par une nouvelle génération d'instruments tels que NIKA-2 [~ 18 arcsec, p.ex. 4] , Mustang-2 [~ 9 arcsec, p.ex. 125] et ALMA [~ 5 arcsec, p.ex. 122], dont la résolution angulaire permet de joindre efficacement les mesures à d'autres longueurs d'ondes [p.ex. 6, 187], ainsi que la première mesure de l'effet SZ cinétique, un effet dû aux mouvements d'ensembles du gaz plutôt qu'à sa température [5]. Je recommande aux lecteurs intéressés la récente revue par Mroczkowski et al. [159] pour une vue détaillée de l'état de l'étude des amas via l'effet SZ.

1.3.3 | L'émission radio

Les amas de galaxies sont également les hôtes de nombreuses sources radios. La majorité des ondes radios proviennent de l'émission synchrotron de population d'électrons accélérés dans des régions présentant des champs magnétiques. L'émission synchrotron est un mécanisme de rayonnement non thermique produit par des particules chargées, généralement des électrons, qui se déplacent à des vitesses relativistes dans des champs magnétiques. Tel qu'illustré en Fig. 1.12, lorsque ces particules sont déviées par le champ magnétique, elles émettent un rayonnement électromagnétique polarisé, s'étendant sur une large gamme de fréquences, de la radio aux rayons X. Ce processus est caractéristique des environnements astrophysiques où coexistent des champs magnétiques et des particules de haute énergie. Il est par exemple observé dans les radio-galaxies, où le rayonnement synchrotron provenant des jets de l'AGN central représente la majorité de l'énergie émise. On l'observe également aux environs d'étoiles à neu-

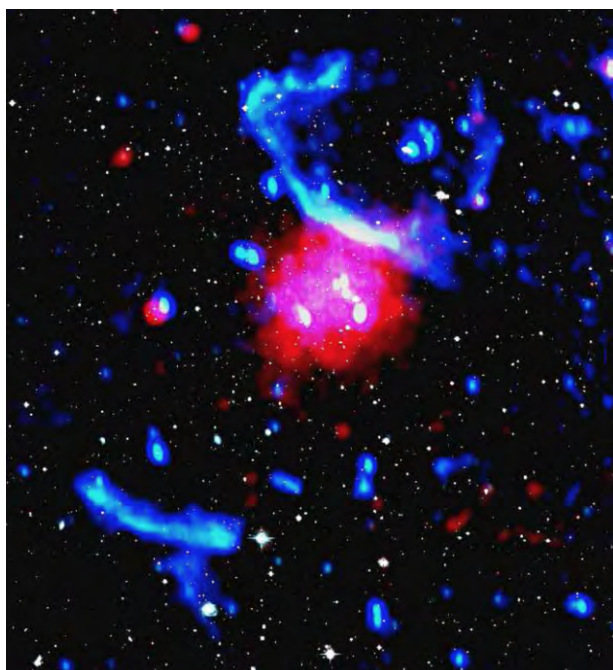


Figure 1.15: Image radio composite de l'amas PLCK G287.0+32.9, les rayons X sont en rouge (*XMM-Newton*) et l'émission radio à 323 MHz est en bleu et vert. Adapté de Bonafede et al. [33].

tron comme dans la nébuleuse du Crabe. Ces sources ont généralement une étendue spatiale limitée, ce qui contraste avec les sources radios observées dans les amas de galaxies. L'ICM étant magnétisé, le rayonnement synchrotron observé en radio dans les amas de galaxies trace les régions d'accélération de rayons cosmiques [pour une revue sur le sujet, voir par exemple 39, 242]. Par exemple, la présence de galaxies actives dans les amas et en particulier les jets émis par les AGN centraux sont source d'émissions radio. Cependant, ce qui nous intéresse le plus dans le cadre de cette thèse sont les émissions diffuses. L'émission radio diffuse dans les amas de galaxies se présente sous plusieurs formes, illustrées en Fig. 1.15. Dans cette figure, une image composite d'amas en rayons X et en radio illustre la zoologie variée des émetteurs détaillés dans les paragraphes suivants.

Reliques radios Les grandes structures allongées présentes en périphérie des amas correspondent aux zones de connexion entre l'amas et la toile cosmique. Dans ces zones, le gaz provenant des filaments cosmiques tombe dans le potentiel gravitationnel de l'amas à des vitesses supersoniques. Quand il rencontre l'ICM associé à l'amas, un choc d'accrétion se forme, ce qui ralentit le gaz et le chauffe. Au niveau de ces chocs, les électrons environnants sont accélérés à des vitesses relativistes par processus d'accélération de type Fermi I, et émet-

tent par rayonnement synchrotron, formant ces structures allongées très comparable à la morphologie du choc d'accrétion lui-même [p.ex. 80]. Ces reliques peuvent également tracer des événements de fusions entre amas, où la collision du gaz respectif de chaque progéniteur induira des arcs de choc [p.ex. 240].

Halos radios Les halos radios coïncident souvent avec l'émission en rayons X, et plus généralement la distribution de masse de l'ICM comme c'est le cas dans la Fig. 1.15. Sous l'hypothèse que l'ICM est en proie à des processus turbulents, alors l'émission radio peut s'expliquer par l'accélération d'électrons via des processus d'accélération type Fermi II, à savoir une accélération stochastique sur les fluctuations magnétohydrodynamiques du gaz [p.ex. 40]. La population des halos radios contient aujourd'hui deux sous classes supplémentaires, les mini-halos et les méga-halos [p.ex. 242]. Les mini-halos sont des émissions confinées aux cœurs des amas, dont l'origine est possiblement attribuée à la turbulence provenant du *sloshing* du cœur froid des amas, ou à la compression adiabatique dans les bulles de gaz chaud provenant de la rétroaction de l'AGN central. À l'inverse, les méga-halos s'étendent au-delà de l'émission en rayons X de l'ICM, et proviennent probablement de réaccélérations turbulentes issues d'événements de fusion majeure [p.ex. 37].

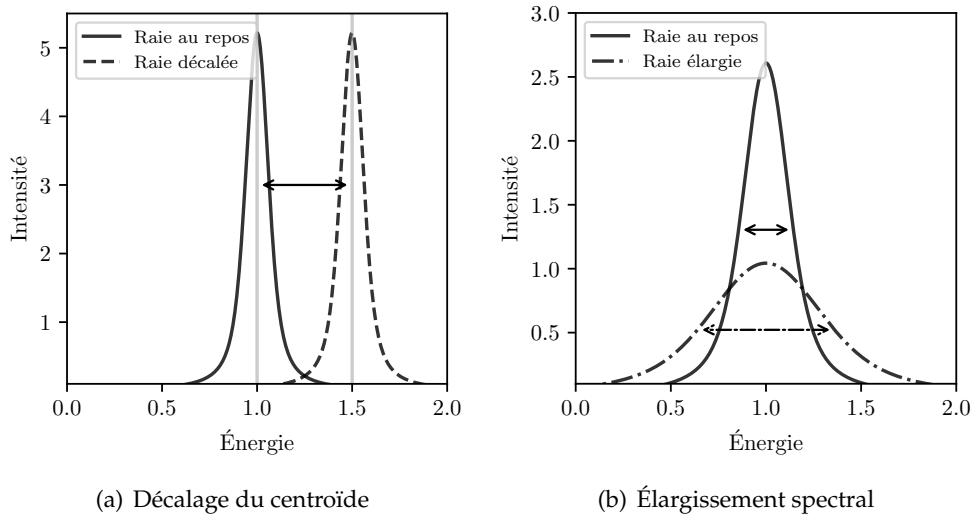
Émission des galaxies Les galaxies présentes dans les amas peuvent aussi être actives, et donc contribuer à l'émission radio des amas. Elles représentent la majorité des sources ponctuelles vues dans la Fig. 1.15. Ces galaxies émettent en radio par les jets issus des AGNs qu'elles contiennent, et l'étude de leur déformation permet par exemple de déterminer les mouvements de la galaxie par rapport à l'ICM [p.ex. 209].

1.4 | Étudier les turbulences du milieu intra-amas

Je recommande aux lecteurs intéressés la revue par Simionescu et al. [206] sur l'étude des mouvements du milieu intra-amas, qui m'a accompagné durant toute ma thèse et qui a motivé et inspiré la rédaction de cette section.

1.4.1 | L'approche directe par étude spectrale

L'ICM produit en rayons X des raies d'émissions associées aux différents éléments chimiques qui composent son plasma. L'étude détaillée de ces raies nous permettrait de contraindre les mouvements de ce gaz le long de la ligne de visée [p.ex. 248], en étudiant, par exemple, le décalage du centroïde et l'élargissement de ces raies. Le décalage des raies, aussi appelé *centroid shift*, est simplement un décalage du centroïde de l'émission des raies dû aux déplacements du



(a) Décalage du centroïde

(b) Élargissement spectral

Figure 1.16: Illustration du décalage du centroïde d'émission (a) et de l'élargissement spectral (b) sur les raies. La flèche dans la figure de gauche traduit le décalage de l'émission, et les flèches dans la figure de droite traduisent la largeur à mi-hauteur qui augmente du fait de l'élargissement.

gaz émetteur sur la ligne de visée. Si le gaz se rapproche (resp. s'éloigne), alors les raies seront décalées vers les plus hautes (resp. plus basses) fréquences, et l'énergie mesurée sera plus (resp. moins) élevée que celle attendue. L'élargissement des raies, aussi appelé *broadening*, est dû à l'ensemble des mouvements du gaz sur la ligne de visée. Si l'on suppose que le gaz s'approche ou s'éloigne de l'observateur selon sa position sur la ligne de visée, alors l'accumulation des effets de décalages du gaz va provoquer l'élargissement des raies d'émission, d'autant plus large que la dispersion de vitesse est importante. Ces deux processus sont illustrés en Fig. 1.16. Tandis que j'écris cette thèse, il n'y a pas d'instrument non-dispersif en rayons X en vol autour de la Terre², je me focaliserai donc dans un premier temps sur les mesures existantes avant d'aborder ce que les spectro-imageurs à haute résolution spectrale auront à nous offrir dans les années à venir.

Mouvement d'ensemble via le *centroid shift* Le lien entre décalage du centroïde et vitesse du gaz est donné approximativement par :

$$\Delta E \simeq E_{\text{ligne}} \times \left(\frac{v_{\text{gaz}}}{c} \right) \quad (1.11)$$

²XRISM sera peut-être en fonction avant que j'imprime la version définitive de ce manuscrit

E_{ligne} = l'énergie attendue de la ligne d'émission

v_{gaz} = la vitesse du gaz (positive dans la direction de l'observateur)

c = la vitesse de la lumière

Comprenons ici que la qualité de la mesure de *centroid shift* est très dépendante de la calibration en énergie de l'instrument utilisé. À titre d'exemple, un défaut de calibration absolue de l'ordre de $\sim 1\%$ implique une erreur de mesure de l'ordre de $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ [206], ce qui est presque un ordre de magnitude supérieur aux valeurs attendues pour les vitesses turbulentes dans l'ICM. Avec les moyens de mesure à disposition dans les dernières décennies, les incertitudes de ces mesures sont initialement de l'ordre de 1000 km s^{-1} , et sont comparables à des limites supérieures du mouvement attendu dans l'ICM. Dupke et Bregman [69, 67, 68] et Dupke et al. [70] utilisent les caméras CCD de ASCA et *Chandra* afin de contraindre les mouvements d'ensemble dans les amas de Persée, du Centaure et dans A576, obtenant ainsi des contraintes sur la vitesse des mouvements d'ensemble de l'ordre de $\lesssim 2000 \text{ km s}^{-1}$. D'un autre côté, grâce à une calibration fine de l'instrument XIS de *Suzaku*, Ota et al. [164] place une limite supérieure à 90 % telle que $v_{\text{gaz}} \lesssim 1400 \text{ km s}^{-1}$ dans l'amas du Centaure et Sugawara, Takizawa et Nakazawa [212] impose une limite de $v_{\text{gaz}} \lesssim 2000 \text{ km s}^{-1}$ dans A2319. À ces limites s'ajoutent des détections par *Suzaku* de mouvement d'ensemble dans des amas perturbés, tels que $v_{\text{gaz}} = 1500 \pm 425 \text{ km s}^{-1}$ pour A2256 [217], et $v_{\text{gaz}} = 225 \pm 75 \text{ km s}^{-1}$ pour l'amas de Persée [215]. Une étude sur un échantillon d'amas d'état dynamique variés démontra des limites supérieures de $\lesssim 3000 \text{ km s}^{-1}$ pour A2199, A2142, A3667 et A133, voire des indications de mouvement d'ensemble dépassant les incertitudes de calibration pour les amas A2255 et A2029 [163]. Plus récemment, en calibrant l'instrument EPIC-pn via les raies de fluorescence instrumentales, des mesures pouvant atteindre une précision de l'ordre de 100 km s^{-1} ont été effectuées sur les amas de la Vierge, de Centaure et du Serpenteaire [93, 96, 95]. Gatuzz et al. [94] compilent les cartes de décalages de ces mesures et calculent pour la première fois la fonction de structure des décalages de vitesse à partir d'observations directes en rayons X, qui caractérise la cascade turbulente dans l'ICM au même titre que le spectre d'énergie³ défini en Eq. 1.4.

Vitesses turbulentes par *broadening* L'élargissement spectral observé dans les spectromètres à rayons X compte au moins quatre contributions : l'élargissement naturel, l'élargissement thermique, l'élargissement instrumental et l'élargissement dû aux mouvements turbulents du gaz intégrés sur la ligne de visée. L'élargissement total mesuré par les instruments est la norme euclidienne de chacune de ses contributions. L'élargissement naturel est un processus provenant

³Il est bon de noter que la fonction de structure, qui mesure la corrélation spatiale d'une quantité en fonction de l'échelle, est complètement équivalente à la notion de spectre de puissance qui sera utilisée exhaustivement dans cette thèse. Ces deux quantités sont une mesure du moment d'ordre 2 d'un champ aléatoire, et sont reliées par le théorème de Wiener-Khinchin.

de la nature quantique des transitions associées à l'émission, celui-ci est en général négligeable face aux autres sources. Sachant que l'élargissement thermique et l'élargissement turbulent sont en général de l'ordre de l'eV, les spectromètres à CCD dont l'élargissement instrumental est $\gtrsim 100$ eV, ne pourront pas être utilisés pour contraindre cet effet. L'élargissement turbulent Σ_{turb} est directement fonction de la moyenne quadratique des vitesses turbulentes :

$$\Sigma_{\text{turb}} = \frac{\nu_0}{c} \sigma_{v,\parallel} = \frac{\nu_0}{\sqrt{3}c} \sigma_v \quad (1.12)$$

ν_0 = la fréquence attendue de la ligne d'émission

$\sigma_{v,\parallel}$ = l'écart type des vitesses du gaz sur la ligne de visée

σ_v = l'écart type des vitesses du gaz en 3D, relié aux vitesses sur la ligne de visée en cas de turbulences isotropes $\sigma_{v,\parallel}^2 = \sigma_v^2/3$

c = la vitesse de la lumière

La première mesure directe de cet élargissement a été faite par Sanders et al. [192] sur A1835, avec une limite supérieure de $\sigma_{v,\parallel} < 274 \text{ km s}^{-1}$. En suivant, Bulbul et al. [47] détermina une limite de $\sigma_{v,\parallel} < 206 \text{ km s}^{-1}$ sur A3112. Sanders, Fabian et Smith [191], Sanders et Fabian [190] et Pinto et al. [173] ont appliqué cette méthodologie à deux ensembles d'amas, de groupes et de galaxies. L'un des inconvénients majeurs de ces approches est dû à la nature même des spectromètres utilisés. Les spectromètres embarqués sur les observatoires spatiaux, tel que RGS pour XMM-Newton, sont des spectromètres dispersifs qui intègrent l'information sur toute la région spatiale étudiée. Lors de l'étude d'objets étendus comme les amas, cet effet induit de la confusion spatiale et de l'élargissement artificiel des raies du fait de la variation des propriétés du plasma en fonction de la direction, tout en intégrant le spectre des sources ponctuelles du champ, ce qui limite les études spatiales des propriétés du gaz.

L'émergence des spectromètres à intégrale de champ Pour améliorer les spectromètres traditionnels, il est essentiel d'adopter des techniques de spectroscopie avancées, offrant une résolution à la fois spatiale et spectrale. La conception de spectromètres à intégrale de champ en rayons X, capables de répondre à ces exigences, implique le développement de nouvelles méthodes d'acquisition. L'utilisation de micro-calorimètres réfrigérés s'avère particulièrement prometteuse dans ce contexte. La première (et unique) mesure de spectre utilisant cette technologie a été effectuée par l'instrument SXS à bord du satellite *Hitomi*, dans le cœur de l'amas de Persée. En se focalisant sur le complexe Fe-K, l'étude des spectres a permis la mesure d'un élargissement correspondant à $\sigma = 164 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ grâce à une résolution en énergie inégalée jusqu'à présent [108]. Une seconde étude proposée par la collaboration permet d'estimer une

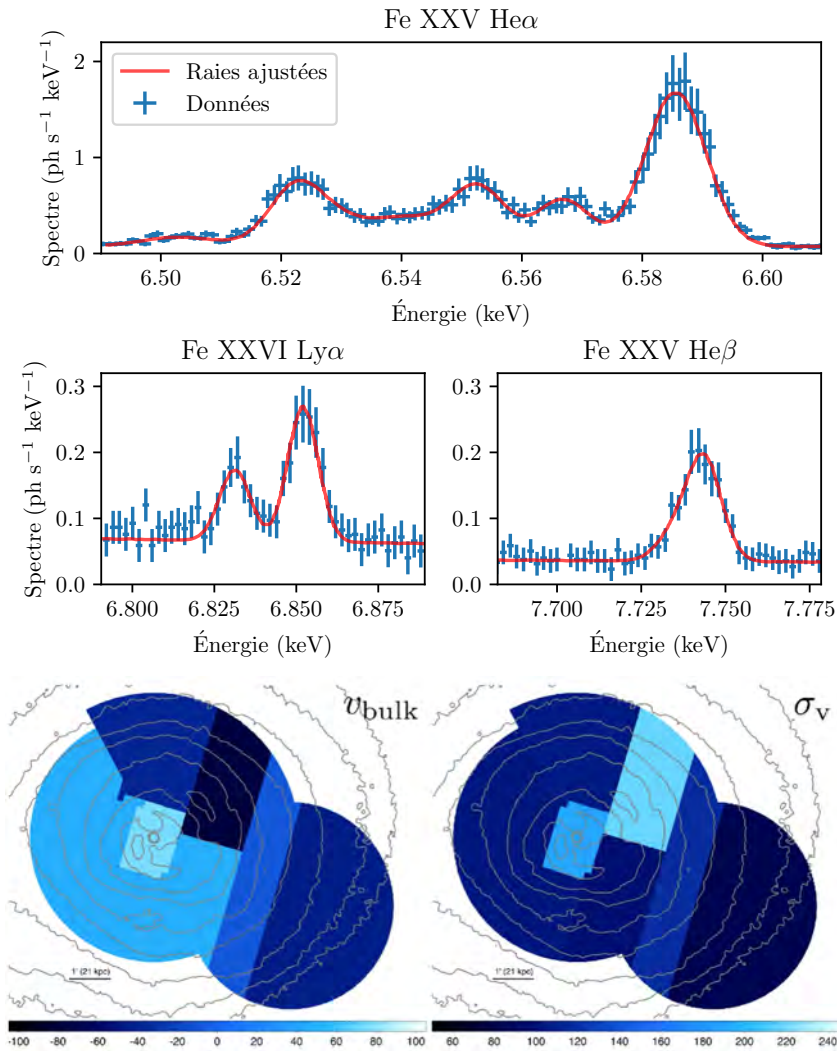


Figure 1.17: Mesure de raies d'émission dans les complexes Fe XXV He α , Fe XXVI Ly α et Fe XXV He β des régions externes du pointé de *Hitomi* sur le centre de l'amas de Persée (haut), et carte des vitesses d'ensemble v_{bulk} et de la dispersion de vitesses σ_V (en km/s), superposé aux contours en rayons X de la région centrale de Persée. Adapté de Hitomi Collaboration [108, 107]

dispersion de vitesses pouvant monter jusqu'à $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ au niveau d'une bulle de gaz correspondant à une activité passée de l'AGN central. En Fig. 1.17, j'illustre les spectres obtenus pour les complexes Fe XXV He α , Fe XXVI Ly α et Fe XXV He β ainsi que le meilleur ajustement associé, et la carte des mouvements du gaz dans le centre de Persée obtenus via ces complexes de raies, démontrant l'efficacité de cette approche. À l'avenir, de nouveaux observatoires embarquant un spectromètre à intégrale de champ pourront fournir des mesures précises des

raies d'émission de l'ICM. En particulier, l'observatoire *XRISM* [244], successeur de *Hitomi*, vient d'être lancé alors que j'écris ces lignes, et à un horizon plus lointain, l'observatoire *Athena* mesurera des spectres avec une résolution inégalée de ~ 3 eV grâce à l'instrument X-IFU [24]. Des travaux exploratoires démontrent la faisabilité de l'étude des turbulences via X-IFU, en reconstruisant des champs de vitesse sur des pointés simulés [p.ex. 183], ou en calculant la fonction de structure des décalages du centroïde [p.ex. 58, 62].

1.4.2 | L'approche indirecte par analyse en fluctuation

L'idée derrière ces approches est un postulat simple : les mouvements du gaz vont localement perturber l'équilibre thermodynamique de l'ICM et vont induire des fluctuations sur ses propriétés, comme la densité, la pression ou la température. Ces fluctuations vont alors modifier l'émission du gaz et les observables qui lui sont associées. On retrouve donc une signature observationnelle de la présence de turbulences dans l'ICM au travers des fluctuations de ses observables.

Les débuts de l'analyse en fluctuations Les premiers travaux liés à cette approche sont ceux de Schuecker et al. [198], effectués en analysant les fluctuations de pression au sein de l'amas de Coma. Sous l'hypothèse de turbulences homogènes, les fluctuations de pression évoluent comme le carré de la vitesse du gaz. Les auteurs trouvèrent que le spectre des fluctuations de pression projetées était compatible avec un spectre de turbulence hydrodynamique type Kolmogorov-Oboukhov, et qu'au moins $\sim 10\%$ de la pression totale de l'ICM proviendrait des turbulences. Ensuite, les travaux de Churazov et al. [57] se sont concentrés sur les fluctuations de brillance de surface, qu'ils ont ensuite déprojetées en fluctuations de densité. C'est une approche similaire que j'utilise dans cette thèse, et qui est expliquée plus en détail dans le Chap. 2. Les fluctuations relatives mesurées ont des amplitudes variant selon l'échelle caractéristique, allant de 10% pour des échelles de 500 kpc, jusqu'à 5% pour des échelles de ~ 30 kpc. Les différentes contributions possibles aux fluctuations de brillance de surface sont discutées, à savoir le choix arbitraire de modèle de brillance de surface, les inhomogénéités du potentiel gravitationnel dû à l'accrétion de galaxies et groupes, les turbulences et ondes sonores associées, les variations d'entropie, de métallicité et finalement la rétroaction de l'AGN central. Cependant, il est relevé que malgré le grand nombre d'origines plausibles, le spectre de fluctuations est en loi de puissance sur les échelles étudiées. La dépendance aux vitesses du gaz est de nouveau $\propto \mathcal{M}_{3D}^2$, ce qui fait supposer que le processus dominant dans la génération des fluctuations de densité n'est pas nécessairement les mouvements turbulents du gaz.

Corrélation aux processus turbulents Ce sont finalement les travaux de Gaspari et Churazov [90], puis Gaspari et al. [92] et Zhuravleva et al. [251] qui vont pour la première fois étudier les relations entre turbulences et fluctuations thermodynamiques de l'ICM. Gaspari et Churazov [90] ont montré que, du fait de la stratification de l'écoulement, les turbulences peuvent exciter des ondes internes en plus des ondes sonores, ce qui accroît la corrélation entre fluctuations et turbulences par rapport à ce qui était conjecturé dans les travaux précédents. Gaspari et Churazov [90] explicitent la relation entre le spectre de puissance des fluctuations de densité et des vitesses turbulentes, et Gaspari et al. [92] l'étend à d'autres quantités thermodynamiques, comme illustré en Fig. 1.18. De plus, ces travaux indiquent qu'à faible nombre de Mach ($\mathcal{M}_{3D} < 0.5$), les ondes internes seraient dominantes et que l'évolution de l'ICM serait isobarique. Inversement, des turbulences plus intenses exciteraient plutôt les ondes sonores, ce qui se traduirait par une évolution adiabatique du milieu. Des simulations par Mohapatra, Federrath et Sharma [152, 153] appuient sur le lien fort entre ces équivalences et le degré de stratification de l'ICM, et explorent également les différents forçages induits par les processus non-thermiques [151]. De nouvelles études discutent cette corrélation dans des simulations plus réalistes, qui incluent notamment l'interaction avec la toile cosmique, l'accrétion de groupes ou la fusion avec d'autres amas. Zhuravleva et al. [254] retrouve la corrélation des études précédentes pour les amas relaxés et une corrélation plus faible pour les amas dynamiquement perturbés. Les résultats de Simonte et al. [207] nuancent encore plus la corrélation entre fluctuations de densité et turbulence, qui est en moyenne plus faible que dans les autres études du fait des sous-structures accrétées.

Interprétation en turbulence La majorité des mesures de vitesses dans le milieu intra-amas corroborent des turbulences subsoniques. La vitesse des mouvements de l'ICM dans les cœurs de l'amas de Persée [qui correspond à la première mesure de vitesse utilisant les fluctuations de densité; 249], de la Vierge [15, 250, 56], et du Centaure [238] varie entre ~ 40 et ~ 160 km s⁻¹ pour des échelles de ~ 10 kpc. Les travaux précédents sur l'amas de la Vierge, ainsi que sur un échantillon de huit amas contenant un cœur froid [253], confirment la nature isobarique de ces fluctuations en combinant des images de fluctuations dans différentes bandes d'énergie. Hofmann et al. [111] proposent une approche intégrant les fluctuations de plusieurs propriétés thermodynamiques sur un échantillon d'amas, contraignant un nombre de Mach moyen de l'ordre de $\mathcal{M}_{3D} = 0.28 \pm 0.12$. Une nouvelle méthodologie a récemment été proposée par de Vries et al. [64], qui effectue une approche statistique en modélisant la distribution des fluctuations de brillance de surface observée et en contraignant ses différentes composantes, sans utiliser sa représentation dans l'espace de Fourier. Ils obtiennent des profils radiaux de vitesses évoluant entre $\mathcal{M}_{3D} \sim 0.3 - 0.7$.

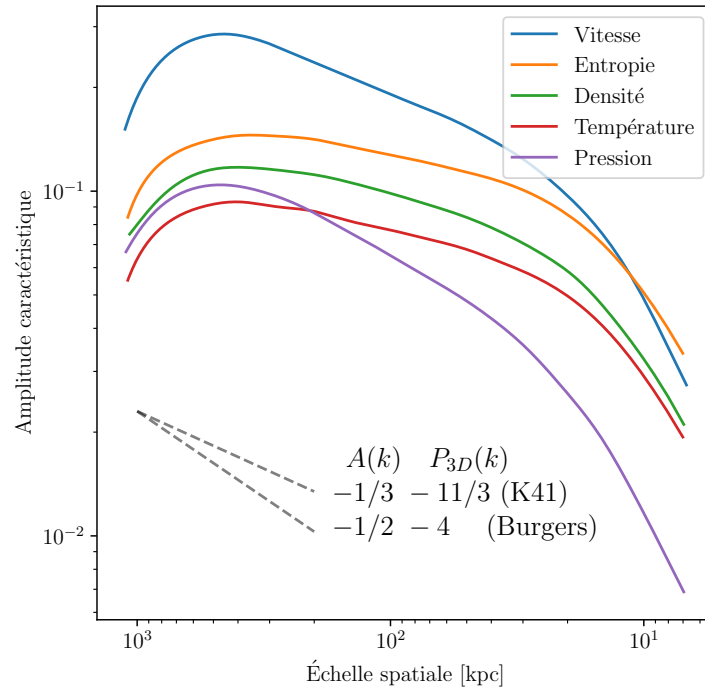


Figure 1.18: Comparaison des différentes fluctuations thermodynamiques dans une simulation numérique de l'ICM avec $\mathcal{M}_{3D} \sim 0.5$. Les pentes illustrées représentent l'indice spectral prédit par la théorie des turbulences de Kolmogorov-Obuhkov et Burgers, respectivement pour l'amplitude caractéristique $A(k)$ et le spectre de puissance $P_{3D}(k)$. Adapté de Gaspari et Churazov [90] et Gaspari et al. [92].

Études jointes SZ et X Khatri et Gaspari [121] ont étudié les fluctuations dans l'effet SZ thermique, directement reliées aux fluctuations de pression, et en complément des fluctuations de densité en rayons X, ont émis les premières contraintes jointes sur le spectre des fluctuations de pression en utilisant les deux observables complémentaires que sont les rayons X et l'effet SZ. Les grands champs de vue associés à l'instrument *Planck* ont permis d'estimer l'échelle d'injection aux alentours de ~ 500 kpc, ce qui correspond à l'échelle caractéristique des fusions d'amas. Les petites échelles spatiales fournies par *Chandra* ont permis de contraindre le régime inertiel, tel qu'illustré en Fig. 1.19. Le nombre de Mach associé à cette échelle est de l'ordre de $\mathcal{M}_{3D} \sim 0.8$. La même approche a récemment été utilisée par Romero et al. [182] sur Zwicky 3146 avec MUSTANG-2 pour le signal SZ et XMM-*Newton* pour l'émission en rayons X, qui possèdent cette fois des résolutions spatiales comparables. On estime cette fois une échelle d'injection de l'ordre de ~ 200 kpc pour un nombre de Mach associé de $\mathcal{M}_{3D} \sim 0.5$.

Corrélation à l'émission radio Comme expliqué en Sec. 1.3.3, l'émission radio des amas de galaxies peut être liée à la présence de turbulences. En examinant le lien en puissance radio et fluctuations de brillance de surface en rayons X, Eckert et al. [76] a montré la corrélation entre la puissance radio à 1.4 GHz $P_{1.4\text{ GHz}}$ de 50 amas et la dispersion de vitesse σ_v estimée à partir des fluctuations de brillance de surface à une échelle de 150 kpc, illustrée en Fig. 1.20. Les amas présentant un halo radio sont compatibles avec une relation $P_{1.4\text{ GHz}} \propto \sigma_v^3$, ce qui relie directement la puissance radio à l'énergie turbulente dans les amas. Une étude plus récente par Zhang et al. [246] sur un échantillon observé par *LOW Frequency ARray* (LOFAR) ne retrouve pas cette corrélation lorsque l'on étudie des halos de plus faible fréquence, à savoir 150 MHz. Cela peut indiquer que les halos observés à plus faible fréquence ont une nature différente des halos à haute fréquence.

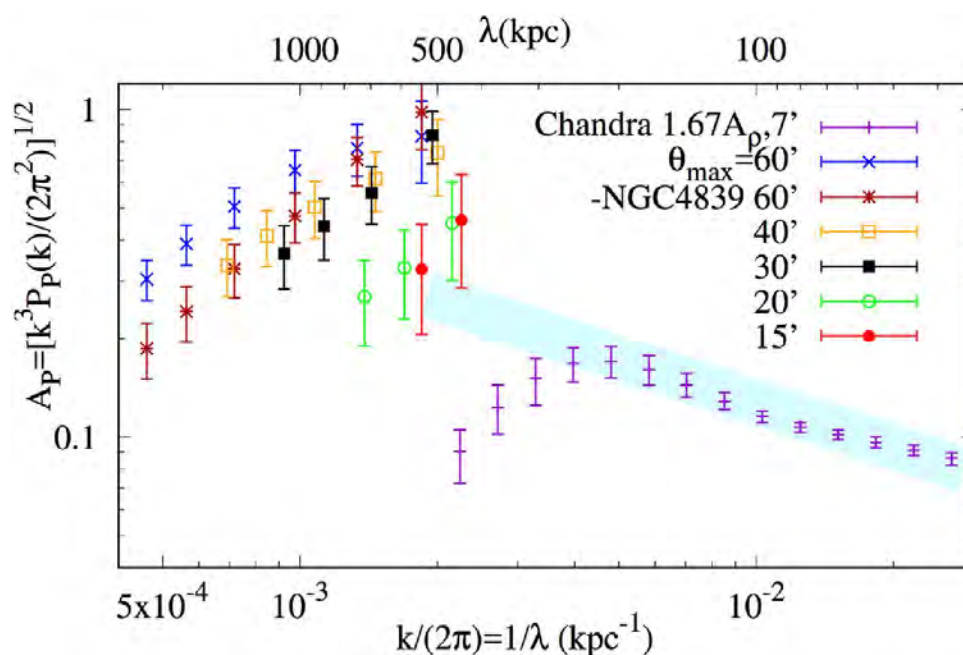


Figure 1.19: Mesures de l'amplitude caractéristique des fluctuations de pression obtenues via les fluctuations en rayons X avec *Chandra* dans les régions centrales (violet) et via les fluctuations SZ avec *Planck* dans différentes régions. La bande bleue représente l'extrapolation du régime inertiel du spectre de *Chandra* et sa concordance avec les spectres *Planck* à plus haute échelle. Les différences entre X et SZ sur les échelles similaires, et en particulier la chute de puissance en X, proviennent des effets de champ de vue fini associé à l'observatoire *Chandra*. Adapté de Khatri et Gaspari [121].

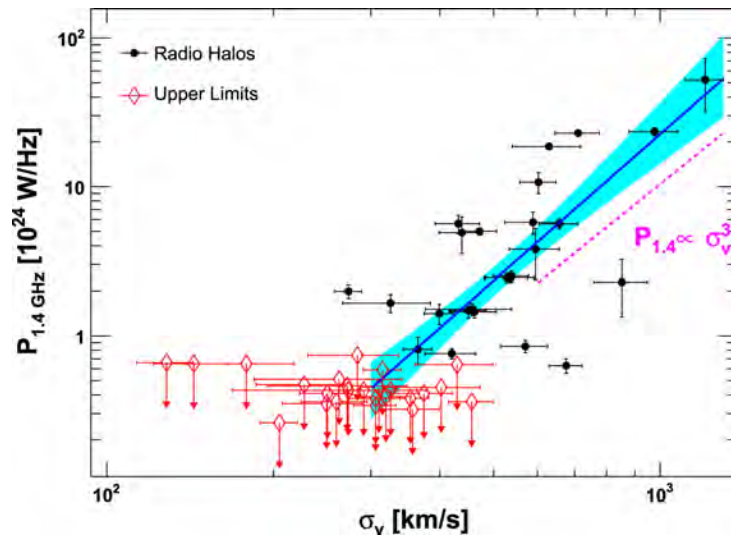


Figure 1.20: Corrélation entre la puissance radio à 1.4 GHz et la dispersion de vitesse estimée à l'échelle de 150 kpc. Les points noirs correspondent aux amas contenant un halo radio, et les limites supérieures correspondent aux amas sans. Adapté de Eckert et al. [76].

Méthodologie

Résumé

L'étude des turbulences du milieu intra-amas via la statistique des fluctuations de brillance de surface en rayons X suppose que les turbulences induisent des fluctuations dans les propriétés thermodynamiques du gaz, et en particulier la densité. L'approche la plus courante dans la dernière décennie, initiée par Churazov et al. [57], consiste à calculer un spectre de puissance sur la carte de fluctuations de brillance de surface. Sous l'hypothèse d'une émissivité spatialement homogène pour les amas, il est alors possible de déprojeter ce spectre de fluctuations de brillance en spectre de fluctuations de densité. Cette méthodologie possède néanmoins des limitations, en particulier quand on considère des champs de vue où l'émissivité de l'amas varie significativement, ou lorsqu'on souhaite intégrer la nature stochastique des fluctuations dans le budget d'erreur, qui, nous le verrons, est la contribution principale à la variance des résultats. Dans ce chapitre, je présente une nouvelle méthodologie pour l'étude des fluctuations de brillance de surface, qui se repose sur une modélisation directe du spectre de puissance des fluctuations de brillance. En faisant l'hypothèse que les fluctuations de densités sont distribuées comme un champ gaussien aléatoire, avec un spectre de puissance comparable à ce qui serait attendu pour des turbulences de Kolmogorov, on peut modéliser le spectre de fluctuations de brillance attendu pour une normalisation, une échelle d'injection et un taux de cascade donné. Inscire cette méthodologie dans un contexte bayésien permet également d'implicitement gérer la dispersion de notre observable, et de joindre l'analyse sur plusieurs observations afin de réduire l'incertitude finale sur les paramètres. Cependant, il est difficile de définir une vraisemblance analytique pour le spectre des fluctuations de brillance. Je propose alors une approche d'inférence basée sur les simulations pour définir une vraisemblance approximée, qui est obtenue en entraînant un réseau de neurone type *normalizing flow* avec des couples de paramètres et observables associées. Cette méthodologie permet d'intégrer pour la première fois la variance d'échantillonnage au budget d'erreur, et est particulièrement pertinente pour les études jointes sur des échantillons d'amas.

2.1 | Turbulences et fluctuations

Dans ce chapitre, j'utiliserai la paramétrisation suivante :

- $\mathbf{r} = (x, y, \ell) = (r, \phi, \theta)$ représente les positions en 3D en coordonnées cartésiennes et sphériques. En particulier, ℓ est là pour éviter la confusion avec le *redshift* z .
- $\boldsymbol{\rho} = (x, y) = (\rho, \phi)$ représente les positions en 2D en coordonnées cartésiennes et polaires.
- $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_\ell) = (k, \theta_k, \varphi_k)$ représente les modes en 3D dans l'espace de Fourier, en coordonnées cartésiennes et sphériques.
- $\boldsymbol{\kappa} = (k_x, k_y) = (\kappa, \varphi_\kappa)$ représente les modes en 2D dans l'espace de Fourier, en coordonnées cartésiennes et polaires.

2.1.1 | Les fluctuations de brillance de surface

L'approche indirecte pour l'analyse en fluctuations consiste à supposer que les turbulences induisent des fluctuations dans les propriétés thermodynamiques du gaz. En déplaçant du gaz quasi aléatoirement, les mouvements turbulents créent des surdensités et sous densités dont la structure spatiale est comparable à celle du champ de vitesse sous-jacent. En étudiant ces fluctuations de densité, on peut donc contraindre la structure des fluctuations. L'avantage des fluctuations de densité est qu'elles sont facilement détectables via les observables classiques de l'ICM, à savoir les rayons X et l'effet SZ. Par exemple, pour les rayons X, la brillance de surface S_X émise par l'ICM peut s'écrire sous la forme d'une intégrale sur la ligne de visée ℓ :

$$S_X(\boldsymbol{\rho}) \propto \int d\ell \Lambda(Z, T) n_e^2(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

avec :

- n_e = la densité électronique du gaz à une position donnée
- $\Lambda(Z, T)$ = la fonction de refroidissement du gaz dans la bande d'énergie considérée, celle-ci dépend notamment de la métallicité Z et de la température T du milieu émetteur, et varie donc en fonction de la position dans l'amas

La brillance de surface en X dépend donc de la densité électronique au carré. L'idée principale de l'analyse en fluctuations est que les perturbations en densité de l'ICM se propageront dans l'image en rayons X que l'on mesure. Au premier ordre, si l'on ajoute des perturbations $\delta \ll 1$ à la densité de l'amas, l'Eq. 2.1 se réécrit comme la somme d'une image « au repos » et d'une image « perturbée » :

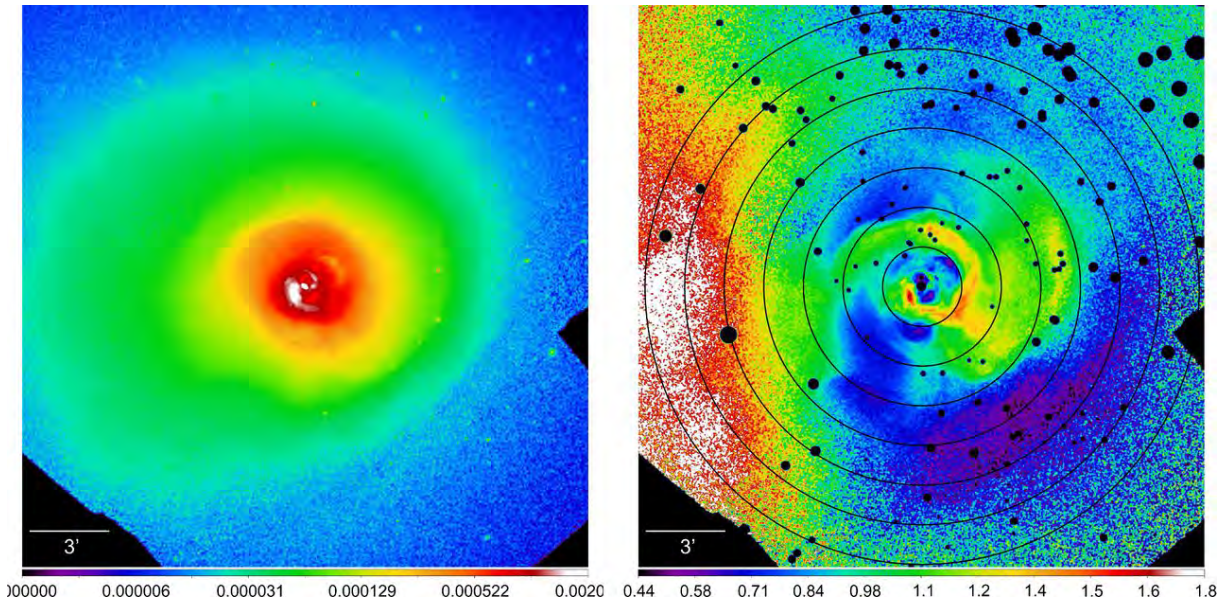


Figure 2.1: (Gauche) image *Chandra* de l'amas de Persée dans la bande 0,5–3,5 keV. Les unités sont en photons s^{-1} arcsec $^{-2}$. (Droite) image de fluctuation obtenue en divisant la vraie image par le meilleur modèle, de brillance de surface. Adapté de Zhuravleva et al. [249].

$$S_X \propto \int d\ell \Lambda(Z, T) n_e^2 \times (1 + \delta)^2 \simeq \underbrace{\int d\ell \Lambda(Z, T) n_e^2}_{\text{« au repos »}} + 2 \underbrace{\int d\ell \Lambda(Z, T) n_e^2 \delta}_{\text{« perturbée »}} \quad (2.2)$$

L'émission « au repos » correspond à ce que l'on attendrait d'un amas sans fluctuations de densité et l'émission « perturbée » correspond aux perturbations au premier ordre. Dès lors, si l'on est capable de déterminer l'émission de l'amas au repos, on peut définir une carte de fluctuations associée à ces perturbations en isolant le terme perturbatif de l'Eq. 2.2 via le modèle d'émission que l'on choisit pour l'amas et la brillance réelle S_X que l'on mesure. J'illustre en Fig. 2.1 la carte de fluctuations obtenue par Zhuravleva et al. [249] sur l'amas de Persée.

2.1.2 | Le spectre de puissance des fluctuations

La carte de fluctuations en elle-même n'est pas réellement informative dans l'espace réel. Comme souvent lorsqu'on veut faire de l'analyse statistique, ce genre d'information est bien mieux représentée dans l'espace dual défini par la transformation de Fourier. La transformation de Fourier est un outil mathématique qui permet de changer la représentation d'une quantité de l'espace réel (spatial ou temporel) vers l'espace fréquentiel. L'information contenue dans les deux espaces est rigoureusement la même. Cependant, l'espace de Fourier est souvent

bien plus commode, car il représente nos quantités d'intérêt en termes de fréquences, d'une manière bien plus condensée que dans l'espace réel. En particulier, le module de la transformée de Fourier indique comment chaque fréquence contribue en moyenne au signal que l'on observe. On définit le spectre de puissance d'une image $I(\rho)$ comme il suit :

$$\mathcal{P}_{2D}(\boldsymbol{\kappa}) = \left\langle \left| \iint d\rho I(\rho) e^{-2i\pi\boldsymbol{\kappa}\cdot\rho} \right|^2 \right\rangle \quad (2.3)$$

où $\boldsymbol{\kappa}$ est le mode dans l'espace des fréquences à deux dimensions. On notera que la convention de transformée de Fourier dans cette thèse est fixée à $(0, -2\pi)$ selon les normes proposées par Weisstein [241]. Dans le cas général, le spectre présenté en équation 2.3 est fonction de $\boldsymbol{\kappa}$, c'est-à-dire qu'en fonction de la direction sur l'image, les fluctuations changent de nature et sont donc anisotropes. En général, on réduit ce spectre à une valeur moyenne en moyennant sur la direction angulaire dans l'espace de Fourier. Ainsi le spectre usuel dans cette thèse sera de la forme :

$$\mathcal{P}_{2D}(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \int d\varphi_k \mathcal{P}_{2D}(\boldsymbol{\kappa}), \quad \mathcal{P}_{3D}(k) = \frac{1}{4\pi} \int \cos\theta_k d\theta_k d\varphi_k \mathcal{P}_{3D}(\mathbf{k}) \quad (2.4)$$

Le spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface est donc l'observable principale de cette méthodologie. Les détails de son calcul ne sont pas triviaux, car en pratique les images que l'on utilise sont masquées par des effets instrumentaux, par exemple, la superposition des cartes PN, MOS1 et MOS2 qui font apparaître des zones non-exposées dans les images, ou bien les interstices des caméras eux-mêmes. À cela s'ajoute le masque que l'on applique aux sources ponctuelles présentes sur l'image, tels que les AGNs de fond. Le calcul direct de la transformée de Fourier [par `fft` par exemple, voir 60] induirait l'émergence de structures non-triviales dues à la présence de ces masques irréguliers. Pour pouvoir la calculer, tout en considérant ces masques, une méthode impliquant le filtrage des images avec un noyau en ondelettes de Marr [ou chapeau Mexicain, voir 14] est utilisée. Cette approche est expliquée en détail en App. A.1.

2.1.3 | L'art délicat de la déprojection

Comme montré dans l'équation 2.2, les fluctuations de densité δ sont reliées aux fluctuations de brillance de surface. Si l'on définit notre carte de fluctuations comme le rapport entre l'image mesurée et le modèle « au repos » de l'amas, la carte de fluctuations de brillance de surface s'écrit :

$$\Delta(\rho) = 1 + 2 \frac{\int d\ell \Lambda(Z, T) n_e^2(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r})}{\int d\ell \Lambda(Z, T) n_e^2(\mathbf{r})} = 1 + 2 \int d\ell \eta(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

où $\eta(\mathbf{r})$ est la fonction qui pondère les fluctuations de densité lorsqu'on les projette sur la ligne de visée. Isoler le terme δ dans cette équation revient à inverser l'intégration le long de la ligne de visée. Ce problème, dit de déprojection, appartient à la classe générale des problèmes inverses. En pratique, je ne travaille pas directement sur la carte de fluctuations Δ mais sur son spectre de puissance. L'équation 2.5 se réécrit comme suit dans l'espace de Fourier :

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\boldsymbol{\kappa}) = 4 \int dk_\ell (\mathcal{P}_{3D,\delta} ** |\tilde{\eta}|^2)(\boldsymbol{\kappa}, k_\ell) \quad (2.6)$$

où l'opérateur $**$ désigne la convolution à deux dimensions. La démonstration associée est disponible en App. A.2.1. Le problème reste le même, à savoir isoler $\mathcal{P}_{3D,\delta}$ qui est le spectre de puissance des fluctuations de densité. Churazov et al. [57] argumentent que η , le « pondérant » qui correspond à l'émissivité divisée par la brillance de surface, ne varie que très peu sur l'image qu'il étudie, et donc que son spectre de puissance $\mathcal{P}_{3D,\eta}$ est très peu étendu dans l'espace de Fourier. Si effectivement, on étudie une réalisation du spectre sur une image dont la taille est très grande devant la plus grande échelle caractéristique de $\mathcal{P}_{3D,\eta}$, alors l'équation 2.6 devient :

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\boldsymbol{\kappa}) \simeq 4 \mathcal{P}_{3D,\delta}(\boldsymbol{\kappa}, 0) \int |\tilde{\eta}_{1D}|^2(k_\ell) dk_\ell \quad (2.7)$$

Le problème inverse devient alors une simple division dans l'espace de Fourier, quelque chose s'apparentant à ce que l'on ferait pour un problème inverse de déconvolution ou de déprojection dans le cas le plus simple, sans introduire de régularisation.

2.1.4 | Lien entre turbulence et fluctuation de brillance de surface

Comme expliqué plus tôt, les processus turbulents à l'œuvre dans l'ICM déplacent le gaz, et peuvent localement créer des régions de sur-densité et de sous-densité. Les turbulences associées aux différentes perturbations dans l'ICM sont généralement très complexes à modéliser. En effet, l'écoulement est sujet à différents processus tels que la stratification, les instabilités hydrodynamiques et magnétohydrodynamiques, l'assemblage dynamique complexe de ces structures ainsi que l'injection d'énergie sur une gamme d'échelles variées. Néanmoins, de nombreux travaux de cette décennie ont montré un lien entre la structure des turbulences de l'ICM et celle des fluctuations thermodynamiques associées, en particulier les fluctuations de densité.

Gaspari et Churazov [90] ont étudié les corrélations entre les fluctuations de densité et les écoulements turbulents dans des simulations hydrodynamiques d'amas de galaxies, et ont montré une bonne corrélation entre l'amplitude maximale des fluctuations de densité et le nombre de Mach moyen associé à l'écoulement. Dans les articles suivants [251, 92], les amplitudes caractéristiques de plusieurs quantités thermodynamiques ont montré des similarités

avec la structure du champ de vitesse, illustré en Fig. 1.18. La stratification de l'écoulement, qui émerge du fait du potentiel gravitationnel de l'amas, a pour conséquence de coupler les fluctuations thermodynamiques aux vitesses turbulentes, et entraîne en particulier une corrélation linéaire entre le nombre de Mach de l'écoulement et les fluctuations de densité.

D'autres travaux comme ceux de Mohapatra, Federrath et Sharma [152] et Mohapatra et al. [155] ont confirmé cette corrélation via des simulations numériques en incorporant des quantités relatives à la stratification de l'ICM (telles que le nombre de Froude/Richardson) aux relations entre nombre de Mach et fluctuations de densité. Enfin, les travaux de Simonte et al. [207] appliquent la même démarche à un échantillon d'amas simulés dans des conditions réalistes d'accrétion et d'évolution cosmologique, et retrouvent cette corrélation, mais avec une dispersion bien plus élevée et dépendante à l'état dynamique de l'amas. Ainsi, si l'on est en mesure de contraindre le spectre des fluctuations de quantités thermodynamiques de l'ICM, alors on peut en déduire certaines propriétés pour les turbulences associées, dans la mesure de la validité des hypothèses et des définitions soulevées par les simulations hydrodynamiques.

2.1.5 | Limites actuelles de la méthodologie

La méthodologie présentée plus haut a été appliquée à des amas proches, observés dans leurs régions centrales par *XMM-Newton* et *Chandra*. Il en résulte des images de haute résolution spatiale, relativement à la taille caractéristique des fluctuations étudiées, mais avec des champs de vue réduits. Dans cette thèse, on souhaite étendre cette méthodologie à des amas plus ou moins proches ($z < 0.6$) observés par *XMM-Newton*. Les échelles sondées dans ce cas sont plus proches des échelles d'injection. Une illustration de la démarche est proposée en Fig. 2.2. Dans cette partie, j'illustre les problématiques qu'engendrerait l'approche « classique » initialement proposée par Churazov et al. [57], appliquée à notre cas d'étude.

Hypothèses de déprojection L'approche actuelle de la littérature consiste à effectuer plusieurs approximations sur le couplage entre $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ et $\mathcal{P}_{3D,\delta}$ afin de faciliter la déprojection. Pour rappel, le lien théorique entre ces deux quantités est donné par l'Eq. 2.6. Ce qu'il faut comprendre au travers de cette équation est que le pondérant η agit comme un filtre dans l'espace de Fourier. Les travaux abordant le spectre de brillance des fluctuations de surface [57, 249, 253, 121, 182] déprojettent leur spectre de fluctuation 2D selon deux hypothèses. La première consiste à supposer que la dépendance sur la direction de l'image du pondérant est négligeable, à savoir $\eta(\boldsymbol{\rho}, \ell) \simeq \eta(0, \ell)$. Dès lors, $\tilde{\eta}(\boldsymbol{\kappa}, k_\ell) \simeq \tilde{\eta}_{1D}(k_\ell) \delta^D(\boldsymbol{\kappa})$, ce qui simplifie directement la convolution sur la direction de l'image de l'équation 2.6 et mène à :

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\boldsymbol{\kappa}) \simeq 4 \int dk_\ell \mathcal{P}_{3D,\delta}(\boldsymbol{\kappa}, k_\ell) \times |\tilde{\eta}_{1D}|^2(k_\ell) \quad (2.8)$$

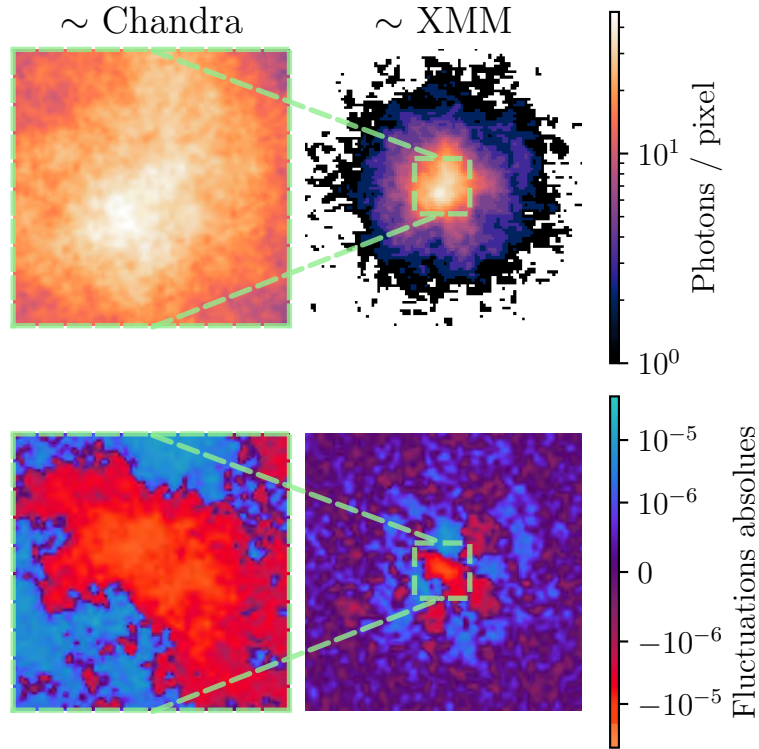


Figure 2.2: Comparaison des champs de vue instrumentaux simulés analogues à *Chandra* (8') et *XMM-Newton* (30') pour un amas à $z=0.0767$ avec $\epsilon = \epsilon_0(1 + \frac{r^2}{r_c^2})^{-3\beta}$ (β -model) et $\epsilon_0 = 10^{-6}$, $r_c = 50$ kpc et $\beta = 1/2$. Les fluctuations sont générées via le spectre de l'Eq. 2.28 tel que $\sigma_\delta = 0.32$, $\ell_{\text{inj}} = 200$ kpc, $\ell_{\text{dis}} = 0.1$ kpc et $\alpha = 11/3$. La résolution des images simulées est fixée à 1" pour *Chandra* et 5" pour *XMM-Newton*

Cette approximation se justifie dans le cas de champ de vue réduits près du centre des amas, comme dans les images *Chandra* et le centre des images *XMM-Newton* des amas proches. De plus, la transformée de Fourier du pondérant selon la ligne de visée $\tilde{\eta}_{1D}$ est une fonction très piquée, qui décroît vite vers zéro quand k_ℓ augmente. On peut alors approximer l'effet de cette fonction comme un pic de Dirac en k_ℓ , qui va simplifier encore l'intégrale précédente :

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\kappa) \simeq 4 \mathcal{P}_{3D,\delta}(\kappa, 0) \int |\tilde{\eta}_{1D}|^2(k_\ell) dk_\ell \quad (2.9)$$

Finalement, l'ensemble de ces hypothèses fonctionne si notre pondérant η est à peu près constant. Pour être plus quantitatif, ces approximations fonctionnent si, et seulement si, les échelles caractéristiques de variations de η sont plus grandes que l'échelle caractéristique des fluctuations que l'on souhaite étudier. En Sec. 2.1.4, les connexions entre turbulences et fluctuations indiquent qu'il est légitime de s'attendre à un spectre de fluctuations de densité avec une

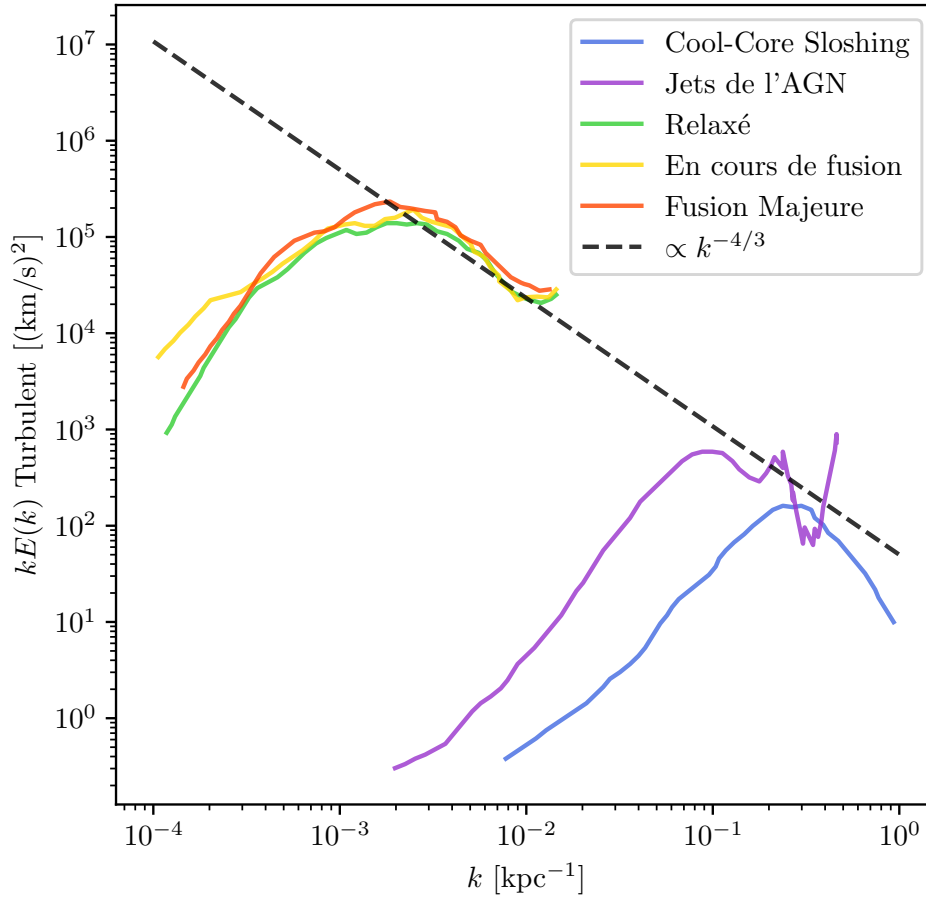


Figure 2.3: Spectre d'énergie de plusieurs processus injectant de l'énergie cinétique dans le milieu intra-amas issus de simulations numériques, à savoir le *sloshing* et la rétroaction de l'AGN central. Les spectres relaxés, en cours de fusion et en fusion majeure, correspondent aux spectres mesurés sur des amas simulés accrétant depuis la toile cosmique. La pente en $-4/3$ correspond à ce qui est attendu pour des turbulences K41. Adapté de Vazza, Roediger et Brüggén [231]

échelle d'injection ℓ_{inj} et de dissipation ℓ_{dis} . La plus grande échelle spatiale des fluctuations de densité est alors de l'ordre de $\sim \ell_{\text{inj}}$, et cette échelle d'injection dépend des processus générant les turbulences au sein des amas. La Fig. 2.3 illustre les spectres prédits par Vazza, Roediger et Brüggén [231] pour différents processus turbulents. Pour les amas relaxés, en cours de fusion et en fusion majeure, le processus dominant est l'accrétion de la toile cosmique, menant à des chocs d'accrétion injectant de l'énergie à une échelle $\lesssim 1$ Mpc. Le *sloshing* et les jets de rétroaction d'AGN sont dominants dans les régions centrales, et induisent des fluctuations d'échelles $\lesssim 100$ kpc. En conséquence, les fluctuations au centre devraient être dominées par des proces-

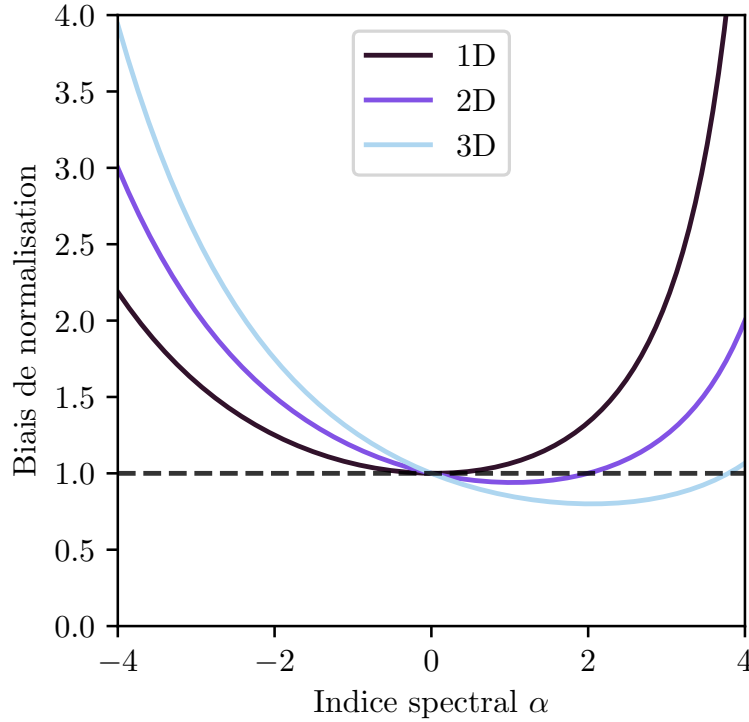


Figure 2.4: Biais de normalisation d'un spectre $P(k) \propto k^{-\alpha}$ mesuré par Mexican-Hats en fonction de la pente α . Adapté de Arévalo et al. [14].

sus dont l'échelle d'injection est inférieure ou comparable à l'échelle de variation du pondérant η ; alors que les régions extérieures seraient dominées par des processus d'échelles d'injection supérieures pour lesquelles l'approximation de l'Eq. 2.7 n'est plus valable.

Biais de normalisation des *Mexican-Hats* Le calcul du spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface est effectué en suivant l'approche proposée par Arévalo et al. [14], qui permet de corriger l'effet induit par des masques arbitraires, tels que les interstices instrumentaux des images *XMM-Newton*, ou les sources ponctuelles masquées. Le filtrage en ondelette de Marr induit un biais sur la normalisation sur le spectre 2D mesuré si ce dernier suit une loi de puissance $\mathcal{P}(k) \propto k^{-\alpha}$. On peut montrer que le biais entre le spectre mesuré par *Mexican-Hats* $\tilde{\mathcal{P}}$ et le vrai spectre \mathcal{P} pour une quantité à n dimensions est donné par :

$$\frac{\tilde{\mathcal{P}}(k)}{\mathcal{P}(k)} = 2^{\alpha/2} \frac{\Gamma(n/2 + 2 - \alpha/2)}{\Gamma(n/2 + 2)} \quad (2.10)$$

La Fig. 2.4 illustre ce biais dans le cas de spectres 1D, 2D et 3D. Si le spectre a une pente compatible avec la turbulence de Kolmogorov ($\alpha = 11/3$), alors on mesure un biais effectif de ~ 1.65 sur la carte de fluctuations, soit une erreur de 65%. Ce biais varie avec la pente,

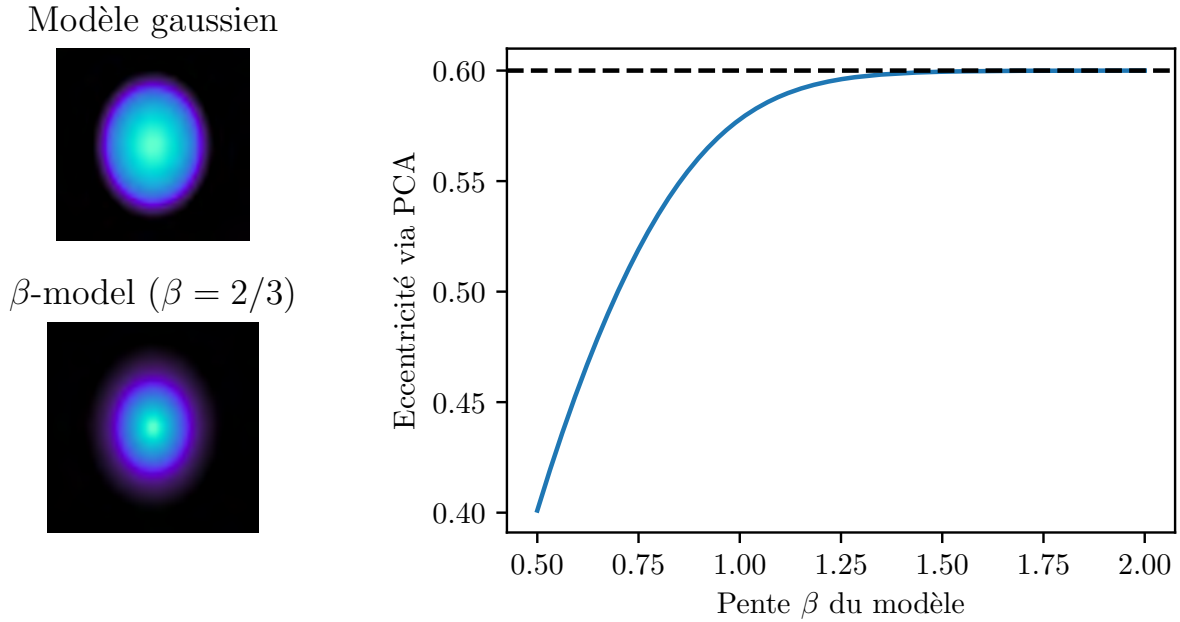


Figure 2.5: Biais de la PCA illustré en comparant l’ellipticité calculée par cette approche en fonction de la pente du β -modèle. La ligne bleue représente l’ellipticité mesurée pour le β -modèle et la ligne noire représente l’ellipticité mesurée pour la gaussienne. Les deux images ont été produites avec une ellipticité $e = 0.6$.

il est difficile à estimer lorsqu’on mesure un spectre avec une échelle d’injection visible, ou des réinjections. Si l’on déprojette directement le \mathcal{P}_{2D} mesuré, on propagera alors le biais, qui risque d’induire des erreurs fonction de k sur le nombre de Mach.

Détermination de l’ellipticité L’étape consistant à exposer les fluctuations de brillance de surface nécessite de déterminer une image « au repos ». Cette étape nécessite l’utilisation d’un modèle dont le choix est arbitraire. Dans les approches précédentes, on utilise un β -model [54] défini pour la brillance de surface, à symétrie radiale [57, 249] ou elliptisé [253] :

$$S_X(r) \propto \left(1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right)^{-3\beta+1/2} \quad (2.11)$$

De récentes études sur des simulations cosmologiques ont montré que ne pas prendre en compte l’ellipticité des amas de galaxies peut induire un biais qui augmentera la quantité de fluctuations que l’on mesure jusqu’à un facteur deux [254].

Avec une image d’amas, on peut déterminer une ellipticité en utilisant l’Analyse en Com-

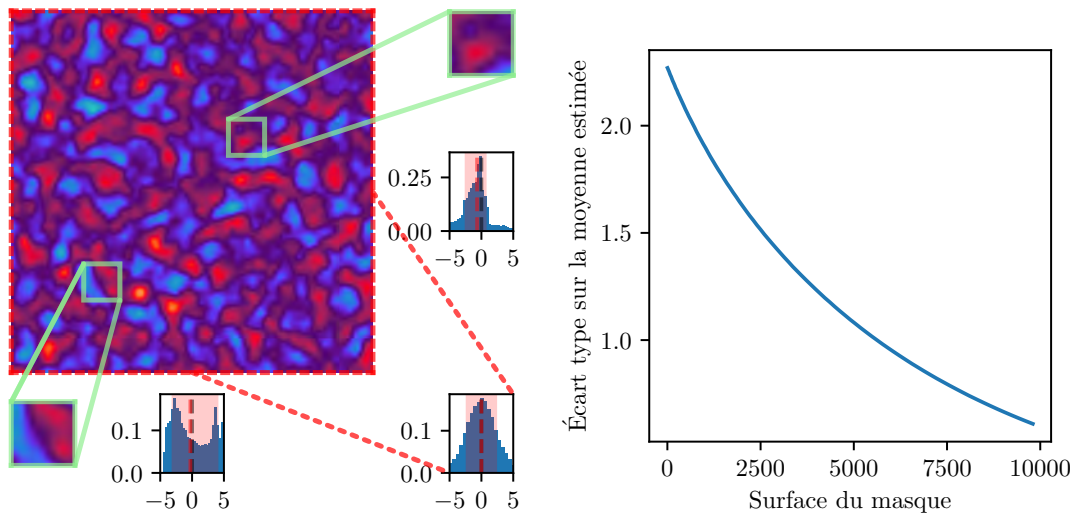


Figure 2.6: Réalisation d'un champ aléatoire gaussien et histogramme des fluctuations pour l'ensemble de l'image et deux régions extraites (Gauche) et écart type sur l'estimation de la moyenne dans des masques carrés de surface variable (Droite).

posante Principale (PCA)¹. Il s'agit d'une approche de réduction de dimension permettant de réduire l'information redondante d'un échantillon en ses composantes les plus importantes. Pour les amas, si l'on considère chaque pixel de position $(x, y)_i$ de l'image comme un échantillon, et que l'on pondère ces pixels par la brillance qu'ils émettent, on peut alors calculer la moyenne et la matrice de covariance de ces échantillons. La moyenne fournit un estimateur du centroïde de brillance de surface, et les vecteurs propres et valeurs propres de la matrice de covariance fournissent les directions privilégiées de l'image et l'extension relative dans chaque direction. Le rapport des directions est alors un estimateur de l'ellipticité de notre image. Néanmoins, l'ellipticité obtenue par PCA n'est pas biaisée si, et seulement si, la distribution de brillance de surface est gaussienne. En réalité, la brillance de surface des amas de galaxies est mieux décrite par un β -model. En Fig. 2.5, on montre que plus la pente du β -model est élevée (donc plus l'émission est compacte et décroît abruptement comme une gaussienne), plus le biais entre la vraie ellipticité et l'ellipticité obtenue par PCA est faible. En moyenne, on sous-évalue l'ellipticité des amas via cette approche.

La variance d'échantillonnage Les observables liées au champ de vitesse (ou de fluctuations de densité) sont soumises à une source de variance supplémentaire intrinsèquement liée à leur nature stochastique. Les quantités mesurées liées au champ de fluctuations de densité

¹J'ai rencontré cette approche dans le code `pyprofit` pour extraire des profils de brillance de surface.

δ varieront d'une réalisation à l'autre, en raison des effets introduits par la taille finie de l'amas lui-même et du champ de vue limité. Toute quantité dépendant de δ sera donc affectée par cette « variance d'échantillonnage » ou *sample variance*. On peut trouver une démonstration très simple de cette variance en Fig. 2.6. On y illustre dans la figure de gauche une réalisation de champ aléatoire gaussien (cf. Sec. 2.2.1). On montre dans cette figure que l'histogramme des pixels sur l'ensemble de l'image est proche d'une gaussienne, mais que les deux sous-ensembles que l'on illustre ont des distributions qui ne sont pas représentatives de la distribution globale du champ. Dans la figure de droite, on calcule la moyenne sur un ensemble de masques carrés sur toute l'image, dont on augmente progressivement la taille. On observe que la variance sur notre quantité estimée, ici la moyenne, diminue lorsque la taille du masque augmente. On peut résumer ainsi la variance d'échantillonnage, il s'agit de la variance liée au fait que l'on cherche à estimer une quantité liée à un phénomène aléatoire avec un échantillon fini de réalisations de ce dernier. Pour le cas des champs aléatoires, la variance est d'autant plus grande que la portion de champ utilisée est petite. En effet, plus cette portion est petite, moins on a de chance que les fluctuations qui y résident soient représentatives de ce dernier. Cette variance est donc une source d'erreur irréductible qui apparaît naturellement lorsque l'on souhaite mesurer des grandeurs liées à des processus stochastiques. Dans le cadre de cette thèse, les turbulences, ainsi que les fluctuations de densité liées, sont approximées par des processus aléatoires. Les champs de vue finis sur un amas de galaxies constituent une première restriction spatiale de ces fluctuations que l'on souhaite étudier. La taille finie de l'amas va, elle aussi, confiner ces fluctuations et contribuer au budget d'erreur. Pour les grands champs de vue, la décroissance radiale de la densité de l'amas couplée à la dépendance au carré de la densité pour la brillance de surface va considérablement réduire l'observabilité des fluctuations. La *sample variance* contaminera donc toutes les quantités d'intérêt de l'approche indirecte, y compris le spectre de puissance des fluctuations de luminosité de surface $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$. Cette variance augmente aux échelles spatiales supérieures en raison de l'absence de modes à grande échelle et devient prédominante dans le budget d'erreur dès $\gtrsim 50$ kpc dans le cas d'étude de Cucchetti et al. [62].

2.2 | Nouvelle méthodologie

2.2.1 | Les fluctuations de densité comme un champ gaussien

Nous avons vu que les amas de galaxies et l'ICM qu'ils contiennent sont sujets à de nombreux phénomènes physiques induisant de la dynamique au sein du plasma. Puisque l'émission en rayons X dépend de la densité au carré, ces fluctuations seront très visibles dans les images associées et peuvent se retrouver dans les cartes de fluctuations de brillance de surface. Je cherche ici à établir le lien entre les fluctuations de densité et les fluctuations de brillance de surface, qui sont les quantités que nous pouvons directement observer à l'aide de nos télescopes. Sous l'hypothèse que les fluctuations de densité sont issues des processus turbulents et que ces processus sont homogènes et isotropes, il est naturel de modéliser ces fluctuations comme issues d'un champ aléatoire gaussien.

Un champ aléatoire est une distribution spatiale de variables aléatoires où chaque point de l'espace est associé à une valeur aléatoire. Pour la plupart des champs aléatoires, la variable aléatoire associée à chaque point dépend des autres variables du champ. Dans le contexte astrophysique, les champs aléatoires sont couramment utilisés pour décrire des phénomènes stochastiques, tels que les fluctuations de densité ou de température dans l'Univers en cosmologie [p.ex. 166]. Plusieurs illustrations de champs aléatoires sont illustrées en Fig. 2.7. Un exemple bien connu est la distribution de matière à grande échelle, où les densités locales dépendent de la position dans l'espace et présentent une structure complexe et inhomogène.

Dans le cadre des champs aléatoires, le champ aléatoire gaussien ou *Gaussian Random Field* (GRF) est une notion centrale en raison de ses propriétés mathématiques élégantes et de sa pertinence pour décrire un large éventail de phénomènes physiques. Un champ gaussien est défini comme un champ aléatoire dont tout sous-ensemble de n variables aléatoires suit une distribution gaussienne multivariée à n dimensions. Les propriétés statistiques d'un champ gaussien sont entièrement déterminées par sa fonction de moyenne et sa fonction de covariance. La fonction de moyenne donne la valeur attendue du champ en chaque point, tandis que la fonction de covariance décrit la dépendance spatiale entre les valeurs du champ en différents points. Le spectre de puissance est une représentation fréquentielle des fluctuations spatiales d'un champ aléatoire. Il est défini comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation à deux points. La notion de spectre de puissance est particulièrement utile pour les champs gaussiens, car elle permet de quantifier la contribution relative de différentes échelles spatiales aux fluctuations du champ. Plus précisément, le spectre de puissance d'un champ gaussien représente la variance des fluctuations du champ en fonction de la fréquence spatiale.

On choisit donc de représenter le champ de fluctuation de densités δ comme un champ aléatoire gaussien. Pour construire un tel champ, dont on souhaite maîtriser le spectre de

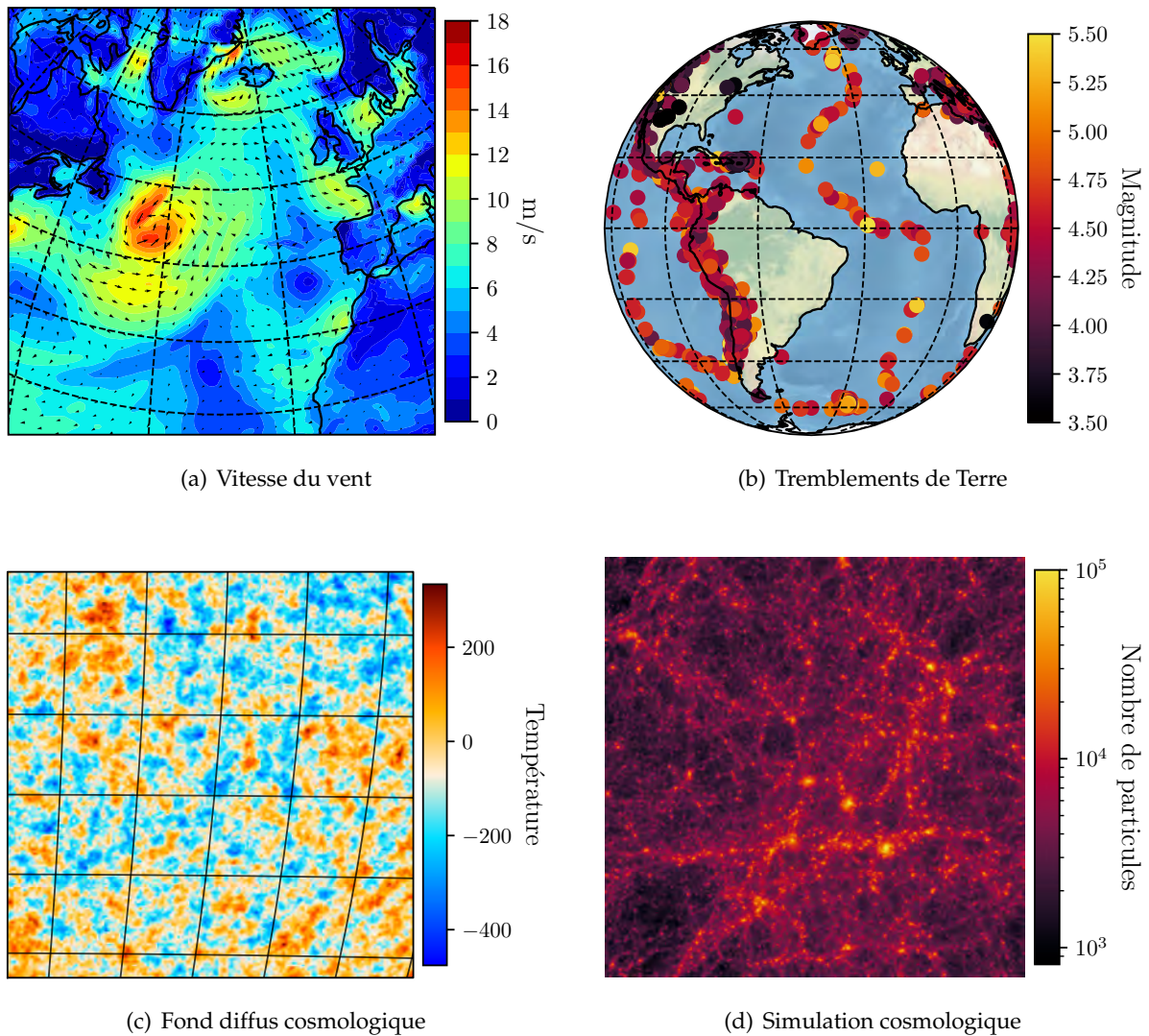


Figure 2.7: Plusieurs illustrations de champs aléatoires dans des domaines variés et en astrophysique. Les données sont respectivement compilées du GCOS pour le vent, de l'USGS pour les tremblements de terre, de la carte de CMB de *Planck* [226], de la simulation cosmologique *Hydrangea* [21].

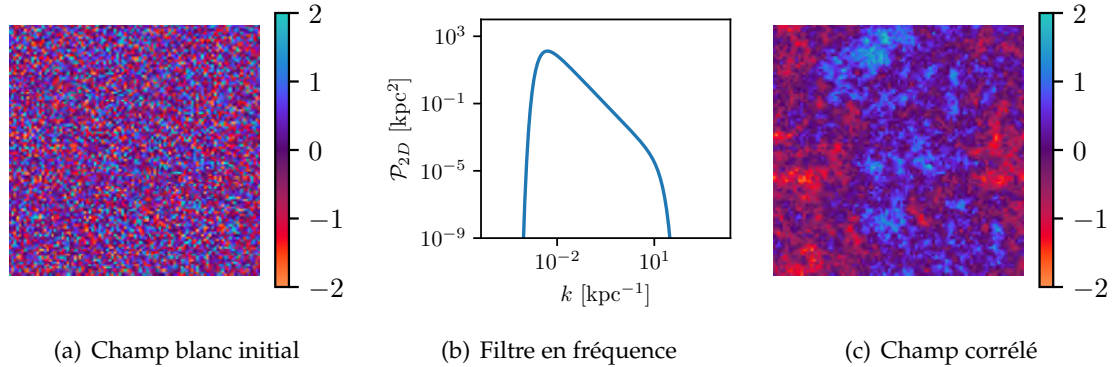


Figure 2.8: Démonstration de la génération d'un GRF en trois étapes pour un champ de résolution 1 kpc/pixel. (a) On initialise un champ aléatoire avec un bruit blanc. (b) On filtre le bruit blanc dans l'espace des fréquences avec le spectre de puissance désiré. (c) On repasse le champ dans l'espace réel pour obtenir le champ filtré.

puissance, on peut utiliser l'approche suivante en trois étapes qui sont illustrées en Fig. 2.8 :

1. On initialise un champ blanc Φ de dimension voulue. Il suffit pour ça que chaque valeur du champ soit tirée en suivant une loi normale $\mathcal{N}(0, 1)$.
2. On filtre le champ afin d'induire des corrélations entre les différentes échelles. Pour faire ça, le plus simple est de passer ce champ dans l'espace de Fourier. Dès lors, il suffit de multiplier la transformée de Fourier $\tilde{\Phi}$ par $\sqrt{\mathcal{P}(k)}$ pour obtenir un champ dont le spectre de puissance est $\mathcal{P}(k)$.
3. On ramène le champ $\tilde{\Phi} \times \sqrt{\mathcal{P}(k)}$ dans l'espace réel, le champ dans l'espace réel est alors un GRF dont le spectre de puissance est $\mathcal{P}(k)$.

Modéliser les fluctuations de densité δ explicitement comme un champ gaussien permet pour la première fois d'envisager une approche de modélisation directe ou *forward-modeling* pour déterminer les caractéristiques des fluctuations de densité dans les amas, qui contraste avec les approches en problème inverse utilisées jusqu'à présent. Cette hypothèse permet aussi d'inclure nativement la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur.

2.2.2 | L'approche bayésienne

La seconde originalité de mon approche par rapport à la littérature est d'inscrire le processus d'inférence dans un contexte bayésien. Cette partie visera à introduire les lecteurs à la doctrine bayésienne et aux différences notables avec le fréquentisme, et quels sont ses avantages dans le

contexte de cette thèse. Dans le panorama de l'astrophysique, l'inférence statistique représente une méthodologie omniprésente malgré la variété des problèmes rencontrés. Deux doctrines prédominent dans ce domaine, celles des fréquentistes et des bayésiens, dont les interprétations du concept de probabilité diffèrent sensiblement.

L'approche fréquentiste considère les probabilités comme des caractéristiques objectives des phénomènes aléatoires, indépendantes de l'observateur. Une probabilité est alors définie comme le ratio d'occurrence d'un événement au fil d'un grand nombre de répétitions d'une expérience. Ainsi, la probabilité d'un événement est vue comme une propriété physique de l'expérience dans cette doctrine, et non pas comme une appréciation de la croyance ou de l'incertitude de l'observateur. Le déterminisme est souvent associé à l'approche fréquentiste, qui conçoit les paramètres d'un modèle comme des quantités fixes, indépendantes des données observées, avec des estimations de ces paramètres se rapprochant de leurs valeurs véritables quand le nombre d'observations augmente.

De l'autre côté, l'approche bayésienne envisage les probabilités comme des évaluations de la croyance ou de l'incertitude de l'observateur, plutôt que comme des attributs objectifs des phénomènes aléatoires. La probabilité est perçue comme une mesure de la confiance en un événement, qui peut être exprimée sous forme de distribution de probabilité. Le théorème de Bayes sert d'outil pour réviser les suppositions sur les paramètres d'un modèle en se basant sur les données observées. Cela implique également une approche probabiliste de la statistique, où les paramètres d'un modèle sont vus comme des quantités aléatoires, décrites par des distributions de probabilité. Ainsi, l'approche bayésienne fait appel à des distributions *a priori* pour exprimer les connaissances initiales sur les paramètres, et à des distributions *a posteriori* pour réviser ces préjugés après observation des données.

En pratique, l'approche fréquentiste crée des estimateurs mathématiques pour déterminer les quantités en question, permettant la détermination de valeur telles que la moyenne ou la variance d'un paramètre, et fait appel à des tests statistiques pour évaluer la pertinence des résultats obtenus. De son côté, l'approche bayésienne travaille avec des distributions de probabilités, qui sont constamment actualisées à la lumière des observations. Historiquement, l'approche fréquentiste dominait dans le monde des sciences expérimentales, du fait de sa simplicité d'implémentation et de ses exigences limitées en termes de calculs. Cependant, les méthodes bayésiennes ont connu une montée en popularité ces dernières années, en partie grâce à l'avènement des techniques numériques et à l'augmentation des capacités de calcul, rendant leur application plus accessible et aisée. Les méthodes bayésiennes présentent également des avantages supplémentaires face aux méthodes fréquentistes, telles que la capacité d'utiliser les connaissances préalables sur le problème et d'intégrer de manière native l'incertitude et les propriétés stochastiques des modèles. L'essence de cette approche est très bien résumée par la formule de Bayes. En notant θ un jeu de paramètres, et X un jeu d'observations, la formule de

Bayes s'écrit :

$$\Pr(\boldsymbol{\theta}|\mathbf{X}) = \frac{\Pr(\mathbf{X}|\boldsymbol{\theta})\Pr(\boldsymbol{\theta})}{\Pr(\mathbf{X})} \quad (2.12)$$

avec:

$\Pr(\boldsymbol{\theta}|\mathbf{X})$ = la probabilité a posteriori, soit la probabilité d'un jeu de paramètres étant donné les observations

$\Pr(\boldsymbol{\theta})$ = la probabilité a priori, qui représente le savoir initial sur les paramètres que l'on souhaite intégrer à notre problème

$\Pr(\mathbf{X}|\boldsymbol{\theta})$ = la vraisemblance (ou *likelihood*), soit la probabilité des observations étant donné un jeu de paramètres

$\Pr(\mathbf{X})$ = l'évidence, une quantité qui représente la distribution des observations et qui a peu d'importance dans l'étude car indépendante des paramètres

L'idée principale est de définir d'abord des distributions a priori $P(\boldsymbol{\theta})$ qui intègrent notre savoir *a priori* concernant les valeurs possibles des paramètres. Pour un problème bien défini, ces distributions doivent être informatives. Par exemple, si $\boldsymbol{\theta} = \theta$ est un paramètre réel, alors $\int_{\mathbb{R}} P(\theta)d\theta = 1$. Autrement dit, on ne peut attribuer la même probabilité à chaque réel, sinon $P(\theta)$ ne sera plus une distribution de probabilité et ne sera plus normalisée. Les distributions a priori couramment utilisées pour les paramètres réels incluent les distributions normales $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$ avec une moyenne μ et un écart-type σ , ou les distributions uniformes $\mathcal{U}(a, b)$ entre deux réels a et b .

Ensuite, nous devons estimer la vraisemblance $P(\mathbf{X}|\boldsymbol{\theta})$ d'une observation \mathbf{X} par rapport à un ensemble de paramètres $\boldsymbol{\theta}$. C'est là que notre modélisation intervient : l'approche bayésienne encourage à modéliser directement l'observable (*forward modeling*) de manière à reproduire ses statistiques à travers notre modèle. Il est important de comprendre la nature de ce que nous souhaitons contraindre afin d'intégrer la statistique propre à notre observable. Les vraisemblances les plus courantes comprennent les lois normales $\mathcal{N}(\mu, \sigma)$, qui émergent naturellement en statistique via le théorème central limite. Les lois de Poisson $\mathcal{P}(\lambda)$ de taux λ sont également utilisées pour les événements liés au comptage, très fréquentes en astronomie \mathbf{X} puisque l'on compte des photons de haute énergie.

Une fois la distribution *a priori* et la vraisemblance déterminée, nous cherchons à estimer la distribution *a posteriori*. La simplicité apparente de l'Eq. 2.12 cache en réalité des intégrales multidimensionnelles pour transformer les distributions en probabilités. Calculer la distribution a posteriori est une tâche moins évidente qu'il n'y paraît, et c'est là que les méthodes numériques et la puissance de calcul actuelle entrent en jeu. De nos jours, le calcul numérique d'intégrales multidimensionnelles reste une tâche difficile. Cependant, il n'est pas nécessaire de calculer la distribution de probabilité elle-même pour résoudre le problème d'inférence : un échantillon

de paramètres distribués selon la distribution a posteriori suffit. Les algorithmes Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC), tels que l’algorithme de Metropolis-Hastings [103] permettent d’effectuer cette tâche et d’obtenir un ensemble de paramètres distribués selon la distribution voulue.

Néanmoins, l’implémentation directe de l’algorithme de Metropolis-Hastings n’est pas vraiment efficace, car nécessitant beaucoup d’itérations² pour générer un échantillon effectivement distribué selon la distribution *a posteriori*. En particulier, il évolue en effectuant des pas de longueur fixe dans l’espace des paramètres, ce qui est problématique lorsque certains paramètres du problème varient sur des échelles très différentes (p.ex. une normalisation pouvant varier sur plusieurs décades et un indice spectral de l’ordre de l’unité). Des échantillonneurs plus efficaces, tels que l’implémentation de `emcee` [86] existent et corrigent ce défaut. Pour cette méthodologie, j’utilise l’algorithme *No U-Turn Sampler* (NUTS) [110], qui permet une convergence encore plus rapide de l’échantillonnage (~ 2000 itérations contre ~ 100000 dans un cas standard), mais requièrent le calcul du gradient de la vraisemblance. Pour faire cela, le code associé à ces travaux sera majoritairement écrit en `JAX` [38], un langage permettant de calculer automatiquement la dérivée de n’importe quelle fonction écrite avec les primitives qu’il fournit.

2.2.3 | Modèle d’émission de l’amas au repos

2.2.3.1 | Modèle spatial

Comme mentionné précédemment, les fluctuations de la brillance de surface en rayons X proviennent principalement des fluctuations de la densité de l’ICM [57]. Ainsi, pour isoler ces fluctuations, il faut d’abord établir un modèle « au repos », qui représente ce que l’on observerait si l’amas était exempt de tout processus entraînant des fluctuations de densité. Étant donné que les amas sont des objets étendus dans le ciel, il faut les modéliser en utilisant des profils radiaux de densité et de température. La modélisation par profil suppose implicitement une certaine symétrie dans l’amas. Dans cette thèse, je modélise les amas comme des ellipsoïdes, avec une ellipticité et une rotation uniquement dans le plan de l’image. Si l’on note (x, y) les positions des pixels sur l’image, et que l’on paramètre le centre par les valeurs (x_c, y_c) , et la rotation et l’ellipticité respectivement par e et θ , alors les nouvelles positions (\tilde{x}, \tilde{y}) après rotation sont de la forme :

²Je ne donne pas de nombre ici parce que le nombre d’itérations requises pour la convergence vers la distribution stationnaire dépend fortement du problème. D’expérience, il faut en général plusieurs dizaines ou centaines de milliers d’itérations, distribuées sur plusieurs chaînes, afin de s’assurer de la bonne convergence.

$$\begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-e^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x - x_c \\ y - y_c \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Une rotation et une déformation supplémentaires le long de la ligne de visée (ce qui correspond à une modélisation ellipsoïdale en 3D pour l'amas) ne pourraient être contraintes qu'en ajoutant des informations multi-longueurs d'onde, telles que le signal SZ ou celui de lentillage gravitationnel. Il y a très peu d'études contraignant la triaxialité via une approche multi- λ [p.ex. 85, 200, 199, 197], et intégrer ces contraintes dans cette modélisation est en dehors du cadre de cette thèse. Les amas que j'étudie sont observés par *XMM-Newton*, et j'utilise des images intégrées dans la bande [0,7 - 1,2] keV, qui minimise la dépendance à la température de l'émission en rayons X de l'ICM. Cette émission dépend principalement de la densité du gaz en un point donné de l'amas. Au lieu du β -model classique [54], je décris la densité de ces objets en utilisant un modèle de Vikhlinin [235], qui offre une meilleure modélisation phénoménologique des profils des amas. La densité en fonction de la distance au centre r est donnée par :

$$n_e^2(r) = n_{e,0}^2 \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\alpha} \frac{(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta + \alpha/2}}{(1 + r^\gamma/r_s^\gamma)^{\epsilon/\gamma}} \quad (2.14)$$

avec :

- $n_{e,0}$ = la densité électronique centrale
- r_c, r_s = deux rayons d'échelles correspondant aux changements de pentes du profil
- $\alpha, \beta, \gamma, \epsilon$ = les indices définissant la décroissance logarithmique de la densité et la régularité de la transition entre les deux régimes

La valeur de α est fixée telle que $\alpha = 0$, comme l'a fait Shi et al. [203], afin d'éliminer la singularité centrale de ce profil, qui pose des problèmes analytiques et numériques lorsqu'on étudie les régions près du centre. Afin de modéliser la dépendance en température, je choisis d'utiliser le profil de température proposé initialement par Vikhlinin et al. [235] et donné par :

$$\frac{T(r)}{T_{500}} = T_0 \frac{\frac{T_{\min}}{T_0} + \left(\frac{r}{r_{\text{cool}}} \right)^{a_{\text{cool}}}}{\left(1 + \left(\frac{r}{r_{\text{cool}}} \right)^{a_{\text{cool}}} \right) \left(1 + \left(\frac{r}{r_t} \right)^2 \right)^{\frac{\epsilon}{2}}} \quad (2.15)$$

où T_{500} est une température d'échelle donnée pour chaque amas. Ghirardini et al. [98] a déterminé un ensemble de paramètres permettant de décrire conjointement les amas X-COP, où les caractéristiques individuelles de chaque amas sont réduites au paramètre T_{500} . Je calcule T_{500} pour chaque amas via l'Eq. 10 de Ghirardini et al. [98] et utilise les paramètres universels déterminés sur tout l'échantillon dans la Tab. 3 du même article pour obtenir un profil de température.

2.2.3.2 | Modèle spectral

L'émission du gaz est modélisée à l'aide du modèle APEC [208]. Il permet de simuler l'émission d'un plasma fortement ionisé, comme l'ICM, en tenant compte des trois processus majeurs en jeu : le rayonnement de freinage, la recombinaison électronique et l'émission des raies atomiques. Le spectre d'émission dépend alors de la température en un point donné et de la métallicité du plasma, fixée ici à $Z = 0.3 Z_{\odot}$. On utilise le logiciel XSPEC, qui implémente le modèle APEC pour calculer le spectre d'émission de l'ICM. La normalisation telle que définie par le XSPEC (voir Sec. 2.2.3.3) est donnée par la formule :

$$\mathcal{N}_{\text{APEC}} = \frac{10^{-14}}{4\pi[d_A(1+z)]^2} \int d^3V n_e n_H \quad [\text{cm}^{-5}] \quad (2.16)$$

avec :

- n_e, n_H = la densité électronique et d'hydrogène du plasma
- d_A = la distance angulaire du plasma
- z = le redshift du plasma

L'émission de l'amas est partiellement absorbée par le halo galactique, entraînant une absorption exponentielle caractérisée par une section efficace $\sigma(E)$ dépendant de l'énergie E du photon en interaction. L'absorption résultante s'exprime :

$$A(E) = \exp(-N_H \sigma(E)) \quad (2.17)$$

avec :

- N_H = la densité de colonne d'hydrogène intégrée en atomes cm^{-2}
- $\sigma(E)$ = la section efficace d'interaction en cm^2

J'utilise la section efficace d'absorption déterminée par Balucinska-Church et McCammon [22] pour l'absorption photoélectrique. La densité de colonne galactique varie de manière non-négligeable sur la majorité des amas étudiés ($\sim 10\%$). La prise en compte ces variations est effectuée en utilisant les cartes du relevé HI4PI [105], qui fournissent une estimation de N_H sur le ciel avec une résolution spatiale de l'ordre de 16 arcmin.

2.2.3.3 | Modélisation instrumentale

Dans cette thèse, j'étudie des amas observés par l'observatoire XMM-Newton dans une bande d'énergie [0,7-1,2] keV. Les instruments de XMM-Newton admettent une sensibilité qui varie avec l'énergie, ainsi qu'une probabilité de redistribuer les photons reçus dans des canaux d'énergie différente de l'énergie incidente. Afin de considérer ces effets, j'utilise XSPEC 12.11.1,

un logiciel permettant d'inclure les caractéristiques instrumentales dans la modélisation des spectres d'émission en rayons X, état de l'art depuis 1991. *XSPEC* inclut une grande variété de modèles, et permet facilement de convoluer les spectres théoriques aux caractéristiques instrumentales de n'importe quel observatoire via l'utilisation des fichiers de réponse auxiliaires (ARF) et de fichiers de matrice de redistribution (RMF), qui sont des éléments clés pour modéliser et analyser correctement les spectres en rayons X. L'ARF fournit des informations sur la sensibilité effective de l'instrument en fonction de l'énergie, incluant les effets des miroirs X, des filtres placés devant l'ouverture collectrice et l'efficacité quantique des détecteurs, tandis que le RMF décrit la probabilité de détection d'un photon incident à une énergie donnée et sa redistribution dans les canaux d'énergie du détecteur. Cependant, *XSPEC* peut facilement devenir un élément bloquant de la modélisation, puisque les appels répétés sont difficilement gérés et entraînent rapidement un goulot d'étranglement numérique en termes de temps de calcul. Utiliser une grille d'interpolation précalculée serait une solution, mais le nombre d'interpolations requises serait trop élevé pour que le gain en temps de calcul soit significatif. Pour remédier à cela, je définis une fonction empirique de refroidissement convoluée à la réponse instrumentale d'*XMM-Newton*, et j'utilise *XSPEC* pour déterminer ses meilleurs paramètres. Cette fonction peut se modéliser phénoménologiquement par la fonctionnelle suivante :

$$\Psi(N_H, T) \simeq \Lambda_0 e^{-N_H \sigma} \left(\frac{T}{T_{\text{break}}} \right)^{-\alpha_1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_{\text{break}}} \right)^{1/\Delta} \right)^{(\alpha_1 - \alpha_2)\Delta}. \quad (2.18)$$

où σ , T_{break} , α_1 , α_2 et Δ sont des paramètres à ajuster. Afin de déterminer le meilleur ensemble de paramètres pour cette approximation analytique, j'ai calculé sur une grille de N_H et de température le taux de comptage d'un modèle *PhABS*APEC* observé par les instruments de *XMM-Newton*, puis minimisé le carré des résidus entre la fonction donnée dans l'équation précédente et la fonction de refroidissement estimée avec *XSPEC* pour chaque amas étudié. Le temps d'exposition est arbitrairement fixé à 1 Ms et réparti entre PN, MOS-1 et MOS-2 selon un ratio de 60%, 20%, 20%. Le taux de comptage dans un élément de volume est calculé dans la bande [0,7-1,2] keV, en supposant que $n_e = 1,17n_H$ pour un ICM entièrement ionisé avec les abondances d'Anders et Grevesse [10]. Le taux de comptage est calculé sur une grille de 10×10 avec $k_B T \in [1 - 10]$ keV et $N_H \in [1 \times 10^{19} - 2 \times 10^{21}] \text{ cm}^{-2}$ pour couvrir les gammes attendues dans les amas X-COP et CHEX-MATE.

2.2.3.4 | Modélisation directe de l'amas « au repos »

Après avoir introduit les différentes parties du modèle d'amas « au repos », je peux maintenant les assembler afin de former le *forward-model* que j'utilise pour l'inférence des paramètres du

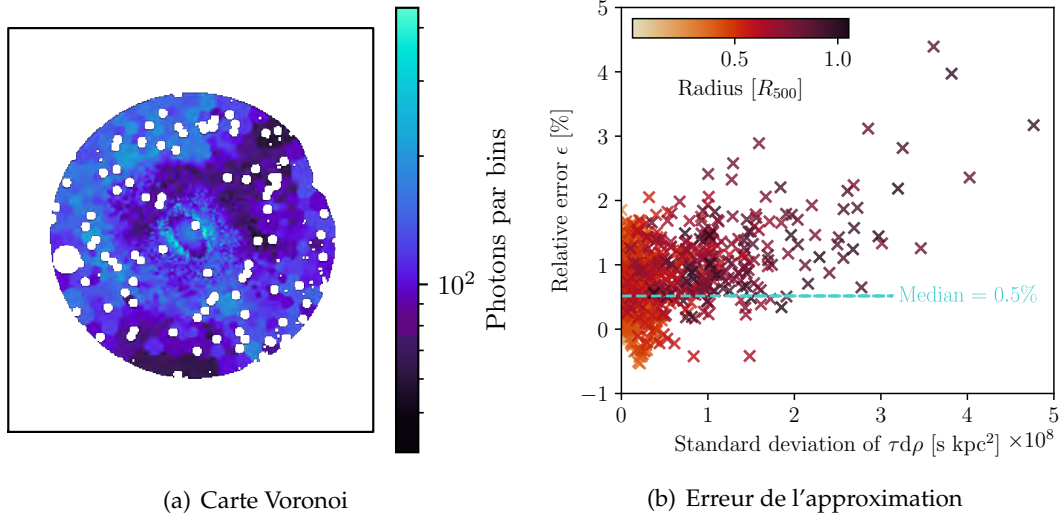


Figure 2.9: Illustration d'une image partitionnée par tessellation Voronoi [52], et erreur associée à la réduction lors du *forward modelling* en fonction de la distance au centre de la partition.

modèle moyen. Les positions en 3D sont notées $\mathbf{r} = (x, y, \ell)$ avec x, y les positions sur l'image et ℓ la position selon la ligne de visée. La brillance de surface d'une position $\rho = (x, y)$ sur l'image s'écrit :

$$S_X(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\mathbf{r}) n_e^2(\mathbf{r}) d\ell + B \quad (2.19)$$

Ψ = la combinaison de la fonction de refroidissement, l'absorption galactique et la convolution avec la réponse de XMM-Newton

B = un fond de brillance de surface constant en paramètre libre

La projection le long de la ligne de visée est obtenue par quadrature double exponentielle [214, 158]. Le centre de l'image modélisée est laissé en paramètre libre et ajusté comme une perturbation gaussienne du centre de l'amas. Les coordonnées de ce dernier sont fournies par le catalogue Planck [221]. Il en suit la paramétrisation suivante pour le centre effectif (x_c, y_c) :

$$\begin{pmatrix} \tilde{x}_c \\ \tilde{y}_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{N}(1, 0.5) & 0 \\ 0 & \mathcal{N}(1, 0.5) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{\text{Planck}} \\ y_{\text{Planck}} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Afin d'accélérer les calculs, on choisit de regrouper l'information pertinente dans les images en utilisant une tessellation de Voronoi. On utilise l'algorithme proposé par Cappellari et Copin [52], avec un nombre de coups ciblés de 100 photons par pixels. Dès lors, on peut approximer

Paramètre	$\log_{10} n_{e,0}^2$ [cm ⁻⁶]	$\log_{10} r_c$ [R ₅₀₀]	$\log_{10} r_s$ [R ₅₀₀]	β	ϵ	$\log_{10} B$ [ph s ⁻¹ kpc ⁻²]
Distribution <i>a priori</i>	$\mathcal{U}(-8; -3)$	$\mathcal{U}(-2; 0)$	$\mathcal{U}(-1; 1)$	$\mathcal{U}(0; 5)$	$\mathcal{U}(0; 5)$	$\mathcal{U}(-10; -4)$
Paramètre	θ	e	Ascension droite [°]	Déclinaison [°]		
Distribution <i>a priori</i>	$\mathcal{U}(-\frac{\pi}{2}; +\frac{\pi}{2})$	$\mathcal{U}(0; 0,99)$	RA _{Planck} $\times \mathcal{N}(1; 0,5)$	DEC _{Planck} $\times \mathcal{N}(1; 0,5)$		

Table 2.1: Distributions *a priori* des paramètres du modèle « au repos »

le nombre de coups attendus dans chaque partition Voronoi en évaluant la brillance de surface au centre de la partition avec l'Eq. 2.19, et en la multipliant par la surface et l'exposition dans la partition. Cette approximation est illustrée et testée en Fig. 2.9 pour l'amas A3266 de l'échantillon X-COP. Dans cette figure, je calcule l'erreur relative ϵ entre la brillance de surface intégrée sur la partition et l'approximation en ne prenant que la valeur au centre, à différentes distances du centre de l'amas. On constate l'approximation est raisonnable puisqu'elle induit un biais au maximum de l'ordre de $\sim 4\%$ dans les régions les plus extérieures et une erreur médiane de moins d'1% sur l'ensemble de la région dans R_{500} , en comparaison aux $\sim 10\%$ d'incertitude provenant du bruit de Poisson dans chaque partition. Les distributions *a priori* utilisées dans notre modèle bayésien sont illustrées en Tab. 2.1. Les distributions *a posteriori* sont échantillonnées en utilisant NUTS [110] tel qu'implémenté dans la librairie `numpyro` [29, 171]. En appliquant cette méthode à un amas, on est alors en mesure de déterminer une distribution de paramètres décrivant un ensemble d'images de l'amas « au repos ». La médiane de cette distribution est utilisée pour définir les cartes de fluctuations, et les distributions de paramètre seront utilisées en Sec. 2.2.5 pour propager l'erreur associée.

2.2.4 | Inférence sans vraisemblance et réseaux de neurones

2.2.4.1 | Vraisemblance sans forme analytique

Imaginons que l'on veuille modéliser notre observable, à savoir le spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface, afin de définir une vraisemblance qui incorpore les différentes sources d'incertitude que l'on connaît dans ce problème. On liste 3 sources d'incertitudes majoritaires : la variance d'échantillonnage, le bruit de Poisson et l'incertitude sur le modèle moyen de densité (dont on connaît la distribution approximée grâce à l'inférence sur l'image). Dans notre modélisation, la variance d'échantillonnage provient directement de la réalisation

aléatoire du champ de fluctuation de densité δ , que l'on modélise avec un champ aléatoire gaussien. Le bruit de Poisson provient du processus de comptage des photons reçus par chaque pixel des instruments, et ajoute une composante constante sur toutes les échelles aux spectres de puissance mesurés sur les images. L'incertitude sur le modèle moyen vient quant à elle des nombreuses simplifications que l'on fait lorsque l'on modélise un amas, qui dans la réalité n'est jamais symétrique, et dont on perd l'information en 3D par la projection des photons sur la ligne de visée. En supposant que ces processus soient très peu covariants, on peut en théorie calculer la variance de chacun d'entre eux et l'ajouter indépendamment à notre budget d'erreur si l'on fait une approche qui suppose que l'erreur sur notre observable est gaussienne.

Essayons d'intégrer la variance d'échantillonnage dans notre vraisemblance. Si l'on suppose que l'erreur sur $P_{2D,\Delta}(\kappa)$ est gaussienne, alors cela veut dire qu'il nous faut calculer la valeur moyenne et la variance attendue pour chaque échelle afin de l'incorporer dans notre modèle. Tout d'abord, on peut trouver la valeur moyenne attendue pour le spectre de puissance directement via la démonstration de l'Eq. 2.6. Pour la variance, on peut effectuer une approche similaire, en utilisant la formule $\mathbb{V}(X) = \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2$. La démonstration implique le calcul d'une corrélation à 4 points $\langle \tilde{\delta}(\mathbf{k}_1)\tilde{\delta}(\mathbf{k}_2)\tilde{\delta}(\mathbf{k}_3)\tilde{\delta}(\mathbf{k}_4) \rangle$. Le calcul de la variance est détaillé en App. A.2.1. Cette variance, qui s'écrit comme la somme de plusieurs convolutions et intégrales, est intensive à calculer du fait de la symétrie cylindrique du pondérant η . Qui plus est, elle ne prend pas en compte le fait que le spectre de puissance que l'on calcule sur les images de fluctuations est une approximation estimée par l'approche détaillée en App. A.1, qui porte ses propres biais en fonction de la dérivée logarithmique du spectre à chaque échelle. Enfin, il est difficile de formuler analytiquement l'erreur sur le modèle moyen et l'erreur due au bruit de Poisson des images sur notre observable qu'est le spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface. Il est ainsi impossible de déterminer une formule analytique qui considère tous ces aspects simultanément ainsi que leurs corrélations intrinsèques.

2.2.4.2 | Estimation de densité et réseaux de neurones

Trouver une solution inclusive au problème exprimé dans la section précédente nécessite un aparté sur les densités de probabilités, les échantillons qui leur sont associés et les problèmes d'estimations qui en découlent. Dès que l'on veut travailler avec des distributions (par exemple, dans un cadre bayésien), les choses deviennent complexes très rapidement, on se retrouve à manipuler des distributions incalculables analytiquement même dans des cas très simples. Or, la connaissance et la manipulation de ces distributions est au cœur de nombreux problèmes de statistiques modernes, et la complexité croissante des modèles que l'on cherche à contraindre rend cette tâche de plus en plus difficile.

Dans ce contexte, de nouvelles méthodes d'apprentissage non-supervisé ont vu le jour : les

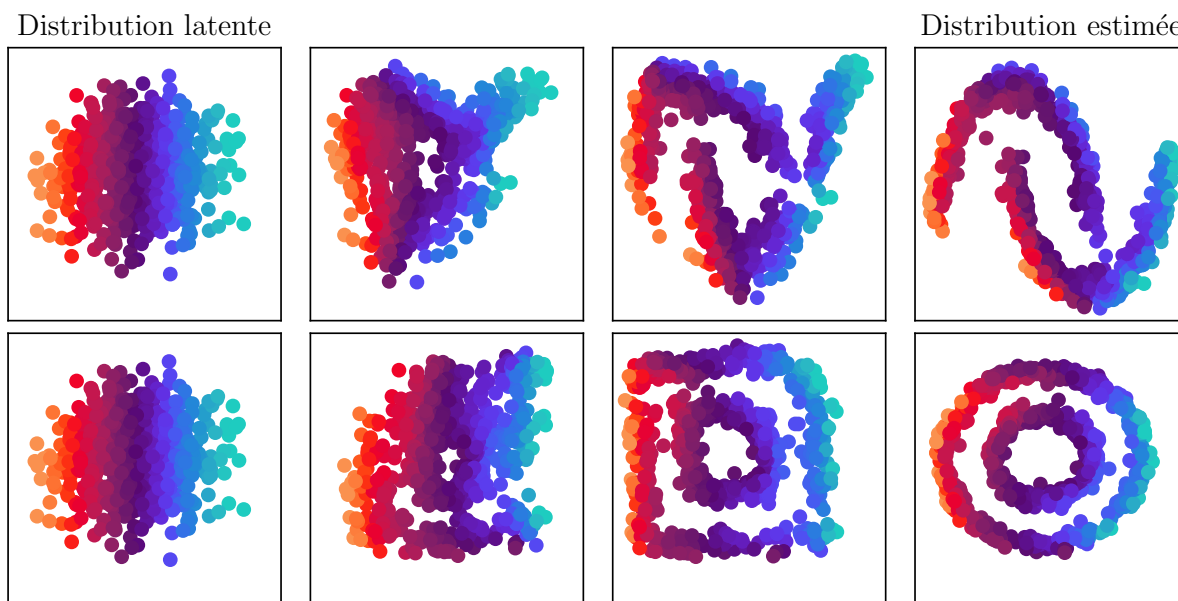


Figure 2.10: Application d'un *flow* normalisant entre une distribution normale et deux distributions cibles différentes. Les échantillons sont successivement transformés par 3 bijections avant d'atteindre la forme finale avec laquelle le *flow* a été entraîné.

normalizing flows (abrégés *flows* en suivant). Un *flow* est simplement une bijection entre deux distributions de probabilités. Imaginons que l'on dispose d'échantillons x issus d'une densité de probabilité que l'on souhaiterait estimer. Une approche basée sur les *flows* exprime x comme la transformation T d'échantillons u issus d'une densité de probabilité connue $p_u(u)$:

$$x = T(u) \text{ avec } u \sim p_u(u) \quad (2.21)$$

Cette transformation sera un *normalizing flows* si, et seulement si, T est inversible et qu'à la fois T et T^{-1} soit différentiable. Dans cette situation, T est un difféomorphisme, que l'on désignera comme une bijection, bien que ça ne soit pas parfaitement équivalent. Si ces conditions sont respectées, on peut facilement retrouver la distribution de $p_x(x)$ à partir de $p_u(u)$ et via la Jacobienne de la transformation T :

$$p_x(x) = p_u(u) |\det J_T(u)|^{-1} \quad (2.22)$$

La distribution connue p_u peut-être paramétrée, mais en général, on utilise une distribution normale $\mathcal{N}(0, 1)$, d'où le *normalizing* de *normalizing flows*. La transformation étant parfaitement bijective, on peut faire l'aller-retour entre u et x de manière totalement équivalente, et sans perte d'information. La difficulté principale de cette approche est de trouver la transformation

T qui permettra de décrire la distribution que l'on souhaite modéliser. Il faut être en mesure de définir une bijection qui soit en même temps simple à calculer, simple à inverser, et simple à différencier et suffisamment « complexe » (au sens non-linéaire) pour qu'elle puisse transformer une distribution normale en à peu près n'importe quelle distribution tant qu'elle est bien paramétrée. L'astuce principale est que si T est une bijection, on peut le composer avec d'autres bijections tout en conservant les propriétés que l'on recherche. Ainsi, si l'on dispose d'un ensemble T_i où $i \in \llbracket 1, n \rrbracket$ de bijections, alors leur composition $T_1 \circ T_2 \circ \dots \circ T_n$ permet, elle aussi, de générer un *flow* dont la transformation inverse et les jacobiniennes s'expriment en fonction de celles des transformations individuelles. Le problème peut donc se réduire à trouver une brique élémentaire de transformation, qui soit suffisamment simple pour être utilisable, et suffisamment universelle pour qu'en les chaînant, on puisse estimer n'importe quelle distribution de probabilité.

On peut montrer qu'en réalité, lors des transformations successives, le déterminant de la Jacobienne est la seule quantité dont on a vraiment besoin. Les transformations simplifiant ce calcul sont celles dont la Jacobienne est triangulaire, alors le calcul du déterminant est immédiatement le produit des termes diagonaux. Des fonctions récursives de la forme $x_i = f(u_i, u_{i-1}, \dots, u_1)$ permettent de garantir cette triangularité. La question de la puissance représentative de ces transformations fondamentales se pose alors : est-ce qu'une succession de transformations dont la Jacobienne est contrainte comme étant une matrice triangulaire est suffisante pour pouvoir transformer n'importe quelle distribution en une distribution normale ? La réponse est oui [30] tant que les distributions ne sont pas pathologiques³. On peut donc approximer n'importe quelle distribution de probabilité que l'on rencontre par une suite finie de bijections appliquée à une distribution normale.

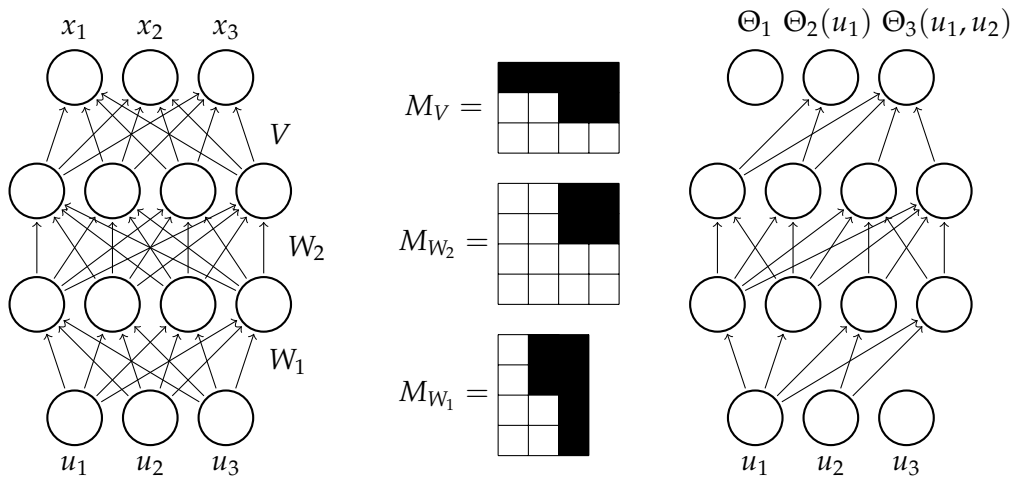
Des transformations qui répondent aux propriétés décrites ci-dessus ont été développées sous la forme de fonctions « autorégressives ». Les fonctions $x = f(\mathbf{u})$ sont conditionnées pour chaque composante x_i uniquement sur les composantes $u_{\{1:i\}}$. On introduit alors des fonctions de couplages, $h(\cdot; \boldsymbol{\theta}) : \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}$, pour décrire ces transformations, paramétrées par $\boldsymbol{\theta}$:

$$x_i = h(u_i, \Theta_i(\mathbf{u}_{\{1:i-1\}})) \quad (2.23)$$

Les fonctions Θ_i sont appelées les conditionneurs de notre transformation. Parmi les modèles les plus populaires dans la littérature, le couplage est une transformation affine, alors h s'écrit simplement :

$$h(u_i; \boldsymbol{\theta}) = \theta_1 \times u_i + \theta_2 \quad (2.24)$$

³La définition "non-pathologique" pour les distributions de probabilités renvoie au fait que les distributions soient mesurables. Les distributions pathologiques sont typiquement la distribution de Cantor ou autres distributions n'étant pas absolument continues.



Autoencodeur \times **Masques** \longrightarrow **MADE**

Figure 2.11: Illustration de construction d'un MADE avec une architecture dense sur laquelle on applique un masque sur les connexions afin de supprimer la dépendance à certaines entrées. Adapté de Germain et al. [97]

Les conditionneurs sont en revanche plus complexes à mettre en place. On pourrait naïvement implémenter des modèles pour chaque composante, mais cela poserait vite des problèmes de dimensionnalité. C'est à cet endroit précis que des approches d'apprentissage machine ou *machine learning* (ML) peuvent être utiles. Plutôt que d'utiliser une multitude de conditionneurs, on peut utiliser un modèle unique qui calcule immédiatement tous les Θ_i pour un vecteur u donné. Dans cette thèse, on utilise une architecture type *Masked Autoencoder for Distribution Estimation* (MADE), soit des réseaux de neurones profonds dont on masque une partie des connexions afin d'assurer les propriétés autorégressives nécessaires à la construction d'un *flow*. Cette architecture est illustrée en Fig. 2.11, où l'on montre comment construire un MADE à partir d'un réseau profond et d'un masque judicieusement choisi. Les paramètres du MADE, soit les coefficients appliqués à chaque nœud du réseau, feront partie des paramètres à optimiser lors de l'entraînement du *flow*. En chaînant plusieurs transformations construites sur des MADE, on est en mesure de construire un *Masked Autoregressive Flow* (MAF), qui est l'un des modèles de *flow* les plus simples à mettre en place et à utiliser.

Je recommande aux lecteurs intéressés les revues par Kobyzev, Prince et Brubaker [123] et par Papamakarios et al. [165], qui ont fortement inspiré l'écriture de cette section. Les *flow* trouvent de nombreuses applications. Ils proposent un estimateur de densité non-paramétrique, permettant de décrire des distributions de probabilités complexes à partir d'échantillons sur

lesquels ils seront entraînés. Ce sont aussi des modèles génératifs⁴ qui sont en mesure de produire de nouveaux échantillons de données qui suivent une distribution analogue à celle que l'on observe sur un échantillon. Cependant, les applications qui nous intéressent ici sont celles portant sur les méthodes bayésiennes. Par exemple, les *flows* étant différentiables par construction, ils peuvent accélérer les MCMCs en exposant des méthodes d'échantillonnage types NUTS, qui sont bien plus efficaces que les méthodes fondées sur Metropolis-Hastings. Ils peuvent aussi faciliter l'échantillonnage en neutralisant les multimodalités de la distribution que l'on souhaite échantillonner. Mais ce qui nous intéresse le plus dans le contexte de cette thèse sont les implications sur les problèmes du type inférence sans vraisemblance ou *likelihood-free inference*.

2.2.4.3 | Inférence basée sur les simulations

Le but d'un problème d'estimation bayésienne est d'obtenir une approximation de la distribution *a posteriori* des paramètres θ d'un modèle, conditionnée sur une ou plusieurs observations x qui vont contraindre les valeurs des paramètres. Pour y arriver, on doit connaître *a priori* la probabilité d'une observation donnée, conditionnée à certains paramètres, soit la vraisemblance ou *likelihood* $\Pr(x|\theta)$. On a vu en Sec. 2.2.4.1 qu'il existe des cas où l'on ne peut pas définir la vraisemblance d'un problème. Dans certaines situations, on est néanmoins en mesure de simuler l'observable en fonction des paramètres du modèle que l'on souhaite contraindre, et on peut définir une vraisemblance approximative via ces simulations. Dans ce genre de situation, l'utilisation de *normalizing flows* permet de pallier l'absence de vraisemblance. Imaginons que l'on dispose d'échantillons $(x, \theta)_i$ issus d'une distribution de probabilité inconnue. Pour la démonstration, on tire 100 000 échantillons de la manière suivante :

$$\begin{cases} \theta & \sim \mathcal{N}(0, 1) \\ x & \sim \mathcal{N}(0, 1) - \theta^2 + 1 \end{cases} \quad (2.25)$$

En Fig. 2.12, on illustre les échantillons (x, θ) dont la distribution jointe $p(x, \theta)$ est supposément incalculable. Heureusement, à la section précédente, on a vu qu'il est possible d'entraîner

⁴Les modèles génératifs sont l'un des piliers de l'apprentissage machine de notre époque. Une application directe est l'augmentation de *datasets* incomplets. Appliqué à l'astronomie, on pourrait imaginer un catalogue de galaxies pour lesquelles certaines n'auraient pas leur luminosité mesurée. Un réseau génératif entraîné sur ce catalogue pourra combler les vides avec des valeurs « probables » corrélées aux autres paramètres mesurés pour cette galaxie (p.ex. il apprendrait probablement une version de Tully-Fisher calibrée sur ce *dataset* et l'appliquerait si une mesure de rotation est disponible). Ce n'est que la surface des applications possibles, les réseaux génératifs trouvent aujourd'hui des applications à bien plus haut niveau, comme la génération d'images via des GANs (p.ex. <https://thispersondoesnotexist.com/>), les architectures types *text-to-image* comme *midjourney* (qui produira peut-être des illustrations pour cette thèse) ou *Stable Diffusion*, et bien évidemment les modèles de langage comme *GPT4* qui prédisent simplement la suite la plus probable des mots qu'on lui donne (p.ex. pour interagir à plus bas niveau avec les différents modèles de OpenAI <https://platform.openai.com/playground>).

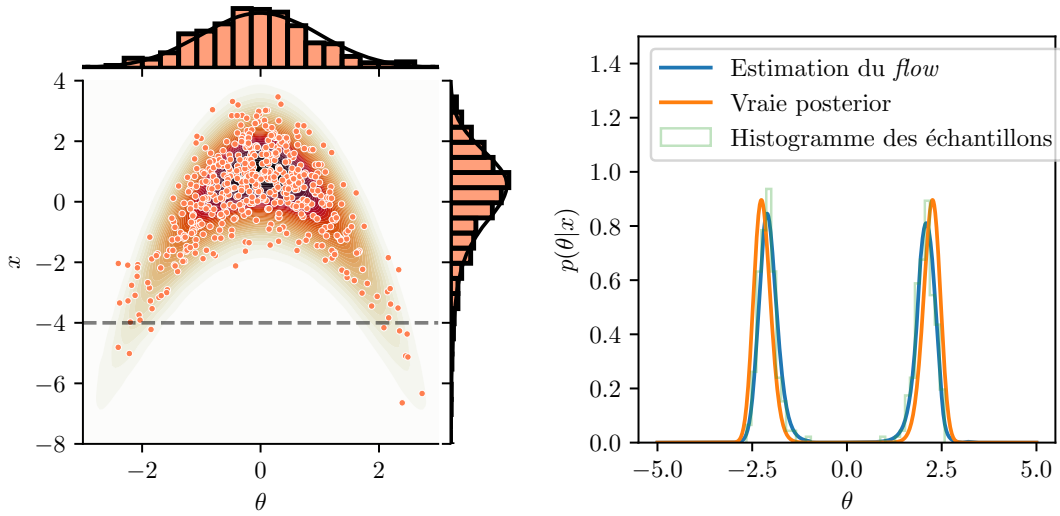


Figure 2.12: Illustration de la distribution en banane avec des échantillons (gauche) et comparaison entre la distribution théorique et la distribution apprise par le *flow* sur 100 000 échantillons (droite).

un *flow* sur les échantillons $(x, \theta)_i$ afin d'apprendre une approximation de leur probabilité jointe. Dès lors, on sait numériquement évaluer une approximation $\tilde{p}(x, \theta)$ de la probabilité jointe via Eq. 2.22. On peut alors directement évaluer la distribution *a posteriori* comme il suit :

$$\tilde{p}(\theta|x) = \frac{\tilde{p}(x, \theta)}{\int \tilde{p}(x, \theta) d\theta} \quad (2.26)$$

Dans ce cas spécifique, on peut montrer que la distribution *a posteriori* peut s'écrire :

$$p(\theta|x) = \frac{|\theta|}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(1-x-\theta^2)^2}{2}\right) \quad (2.27)$$

La partie droite de la Fig. 2.12 montre une comparaison entre la probabilité *a posteriori* reconstruite via le *flow*, la formule analytique, et l'histogramme des échantillons « proches » de la valeur conditionnant la distribution, qui est ici fixée à $x = -4$. On constate que le *flow* réussit correctement à reconstruire la distribution. On peut donc apprendre la distribution jointe $p(x, \theta)$ à un réseau de neurones et approximer d'autres distributions qui en découlent.

Ce problème illustre le cas où l'on dispose de paramètres θ dont on choisit une distribution *a priori* et pour lesquels on simule des observables x directement dépendantes de θ , tout en ajoutant des sources de variations supplémentaires via l'ajout de variables aléatoires indépendantes. C'est ce qu'il se passe implicitement lorsque l'on choisit un type de vraisemblance pour un problème donné : par exemple, si l'on suppose que $p(x|\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{1}{2}(x-\theta)^2)$, on choisit implicitement comme modèle pour notre observable la variable aléatoire $X \sim \mathcal{N}(\theta, 1)$.

On peut alors générer des échantillons $(x, \theta)_i$ en tirant les valeurs de θ dans les distributions *a priori* et en calculant x à partir de θ . En somme, si l'on est capable de modéliser directement notre observable à partir des paramètres, il n'y a plus besoin de définir explicitement de vraisemblance si l'on entraîne un *flow* sur la distribution jointe. Bien évidemment, c'est une approche exagérée si l'on peut simplement calculer la vraisemblance de notre problème et l'échantillonner. Mais on a vu qu'il existe des cas où l'on ne peut simplement pas l'exprimer sous une forme analytique, comme pour le spectre des fluctuations de brillance de surface et les paramètres des fluctuations de densité comme expliqué en Sec. 2.2.4.1.

On a vu qu'il est possible de calculer la vraisemblance, voire directement la distribution *a posteriori* en utilisant des *normalizing flow*. De manière générale, il est préférable d'apprendre la vraisemblance du problème d'intérêt et de l'échantillonner ensuite par des méthodes traditionnelles type MCMC. En effet, apprendre directement la distribution *a posteriori* pose des problèmes de généralisation, puisqu'elle est directement contrainte sur la distribution *a priori* de θ qui sert à générer les échantillons. À l'inverse, si l'on dispose de la vraisemblance, on peut facilement changer la forme de $p(\theta)$. On peut aussi joindre les vraisemblances de différents problèmes pour les échantillonner, ce qui sera particulièrement utile pour la suite de cette thèse. L'utilisation de ces approches est très nouvelle en astrophysique, mais le nombre de travaux utilisant cette méthodologie augmente chaque année⁵. Les applications de ce genre d'approche sont virtuellement infinies, et s'étendent déjà aujourd'hui à des domaines très variés tels que l'observation en radio de la raie à 21 cm de l'hydrogène à l'époque de la réionisation [194], la modélisation du fond d'ondes gravitationnelles [9] ou la modélisation du lentillage gravitationnel faible [136] pour ne prendre que les exemples les plus récents que j'ai trouvés.

2.2.5 | Application à l'ajustement d'un champ gaussien

L'approche basée sur les simulations trouve son application dans cette thèse pour la détermination des paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité. Comme expliqué en Sec. 2.1.4, du fait du lien entre fluctuations de densité et turbulence, on souhaite ajuster un spectre de la forme :

$$\mathcal{P}_{3D,\delta}(k) = \sigma_\delta^2 \frac{e^{-(k/k_{\text{inj}})^2} e^{-(k_{\text{dis}}/k)^2} k^{-\alpha}}{\int 4\pi k^2 e^{-(k/k_{\text{inj}})^2} e^{-(k_{\text{dis}}/k)^2} k^{-\alpha} dk} \quad (2.28)$$

avec :

⁵Une liste de travaux utilisant des approches similaires dans plusieurs domaines peut être trouvée ici : <https://github.com/smsharma/awesome-neural-sbi>

- σ_δ = l'écart-type des fluctuations de densité
- k_{inj} = la fréquence spatiale d'injection
- k_{dis} = la fréquence spatiale de dissipation
- α = l'indice spectral du régime inertiel

La forme de ce spectre est comparable à ce que l'on peut attendre pour les vitesses dans un écoulement turbulent, à savoir une coupure à grande et petite échelle spatiale, dues respectivement au processus d'injection d'énergie et à la dissipation visqueuse dans le fluide. Entre l'injection et la dissipation, le régime inertiel est paramétré par une loi de puissance dont l'indice est un paramètre libre. En utilisant la procédure décrite en Sec.2.2.1 et illustrée en Fig. 2.8, on est en mesure de construire des réalisations dans l'espace réel des fluctuations de densité δ :

$$\delta_{\text{init}}(\mathbf{r}) \sim \mathcal{N}(0, 1) \quad (2.29)$$

$$\tilde{\delta}(\mathbf{k}) = \tilde{\delta}_{\text{init}}(\mathbf{k}) \times \sqrt{\mathcal{P}_{3D,\delta}(k)} \quad (2.30)$$

$$\delta(\mathbf{r}) = \mathcal{T}\mathcal{F}_{3D}^{-1}\{\tilde{\delta}\} \quad (2.31)$$

Grâce à cette procédure, on peut construire des images simulées d'amas en incorporant des fluctuations de densité. Pour ce faire, on génère des cubes de densité où la résolution spatiale est fixée à la même résolution que les images de chaque amas. L'extension du cube sur la ligne de visée est fixée à $\pm 5 R_{500}$. Avec l'Eq. 2.14 et l'Eq. 2.31, on construit un cube de densité électronique en incorporant les fluctuations comme il suit :

$$n_e(\mathbf{r}) = n_{e,0}(\mathbf{r})(1 + \delta(\mathbf{r})) \quad (2.32)$$

où $n_{e,0}$ est la densité issue de la distribution de modèles « au repos » que l'on a déterminé au préalable. Pour propager l'incertitude liée au modèle « au repos », pour chaque réalisation de δ , on tire aléatoirement un jeu de paramètres issus la distribution déterminée par ajustement Bayésien. On incorpore alors la fonction de refroidissement convoluée à la réponse instrumentale Ψ , telle que définie dans l'Eq. 2.18, avec la carte de N_H propre à chaque amas. Ensuite, ce cube est projeté le long de la ligne de visée en suivant l'Eq. 2.19, pour obtenir une image de brillance de surface avec des fluctuations de densité. Finalement, en utilisant la carte d'exposition propre à chaque amas ainsi que la carte de bruit de fond associé, on est en mesure de construire une image en coups, qui incorpore le bruit de Poisson en tirant une réalisation du taux de comptage.

Cette procédure permet de simuler des images qui reproduisent les caractéristiques observationnelles propres à chaque amas que l'on étudie, et qui incorporent les différentes sources d'erreur que l'on a mentionné plus haut, à savoir :

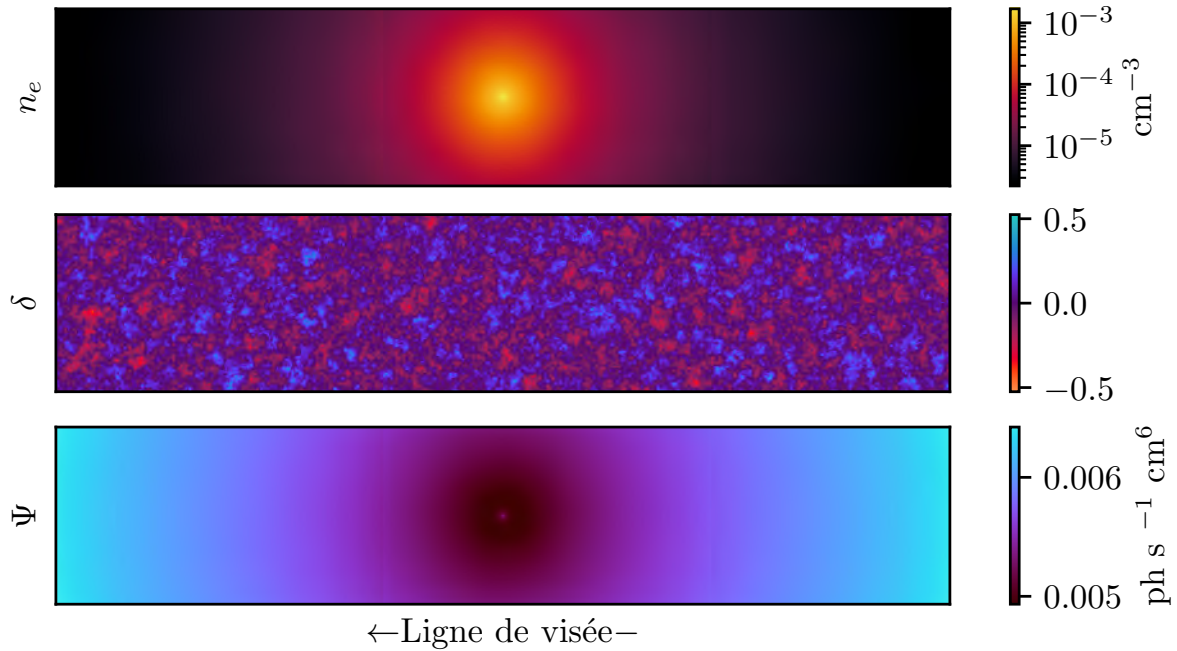


Figure 2.13: Illustration des quantités calculées au cours des simulations de fluctuations de brillance. De haut en bas, on affiche une tranche dans la direction $(0, y, \ell)$ de la densité électronique n_e , des fluctuations de densité δ et de la fonction de refroidissement convoluée à la réponse instrumentale Ψ , avec une extension de $\pm 5 R_{500}$ sur la ligne de visée.

- La variance d'échantillonnage qui provient de la construction du cube de fluctuations δ
- L'incertitude sur l'émission « au repos » incluse en échantillonnant les distributions *a posteriori* de notre modèle ajusté au préalable
- Le bruit de Poisson, intégré en prenant une réalisation du taux de comptage multiplié par l'exposition dans chaque pixel

Ces images simulées peuvent être alors transformées en une observable pertinente, en prenant par exemple le spectre de puissance 2D des fluctuations de densité. En simulant un nombre élevé d'observables pour des paramètres tirés aléatoirement dans des distributions *a priori*, il suffit d'entraîner un *normalizing flow* comme décrit en Sec. 2.2.4.3 pour construire un proxy de la vraisemblance de notre problème d'inférence. Dans les deux cas d'applications des Chap. 3 et Chap. 4, on utilise l'implémentation proposée par le paquet `sbi` [218] pour entraîner MAF à estimer la vraisemblance des paramètres de fluctuations de densité en fonction de l'observable associée aux fluctuations de brillance de surface. Le MAF est entraîné sur 300

000 simulations par amas, où les paramètres des fluctuations de densité sont tirés aléatoirement dans des distributions *a priori* qui diffèrent pour nos deux cas d'étude.

Étude radiale des fluctuations sur X-COP

Résumé

La méthodologie précédemment développée prend son sens lorsqu'elle est appliquée à un échantillon d'amas. Ainsi, j'ai utilisé l'échantillon d'amas X-COP pour à la fois valider cette méthodologie et obtenir des résultats sur les fluctuations de densité et les turbulences qui leur sont associées. L'échantillon X-COP est composé de 12 amas locaux ($z \sim 0.05$) et massifs ($M_{500} \sim 5 \times 10^{14} M_{\odot}$), observés via plusieurs pointés de XMM-Newton en rayons X. Cet échantillon permet de sonder une gamme d'échelles spatiales sans précédent pour le spectre des fluctuations de densité et les turbulences associées (de 0.02 à $1 R_{500}$). La proximité des amas ainsi que la taille des mosaïques permet également de diviser l'analyse sur plusieurs régions, afin d'étudier les propriétés des fluctuations en fonction des processus les ayant générés. Grâce à cet échantillon, j'ai pu démontrer via des simulations que ma méthodologie est en mesure de retrouver les paramètres caractéristiques des fluctuations malgré la prise en compte de la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur, et ce grâce à une analyse jointe sur plusieurs amas. Lorsque appliquée aux vraies observations, j'ai corrélé les propriétés des fluctuations à l'état dynamique des amas, montrant qu'en moyenne les amas les plus perturbés ont les fluctuations les plus intenses. En calculant des profils de *clumping* et de pression non-thermique et en les comparant à de précédents résultats théoriques et observationnels, j'ai également montré que les fluctuations de densité dans les régions centrales ($< R_{500}/2$) sont probablement dominées par les reliquats de l'assemblage dynamique des amas, là où les fluctuations dans les régions extérieures semblent plutôt liées aux processus turbulents ($> R_{500}/2$).

3.1 | Introduction

3.1.1 | L'échantillon X-COP

XMM Cluster Outskirts Project (X-COP)¹[78] est un grand programme d'observation XMM-Newton dédié à l'étude de l'émission en rayons X de la périphérie des amas de galaxies. Cet échantillon comprend 12 amas de galaxies massifs (allant de 3 à $10 \times 10^{14} M_{\odot}$) et locaux (avec un *redshift* compris entre 0,04 et 0,1), pour un temps d'exposition total d'environ 2 Ms. Les cibles ont été sélectionnées à partir du premier catalogue *Planck* [221] en retenant seulement les objets spatialement résolus par l'instrument (c'est-à-dire que tous les amas ont un $R_{500} > 10'$), ayant un rapport signal/bruit élevé ($S/N > 12$), et dans des régions du ciel qui garantissent de faibles densités de colonnes d'hydrogène, évitant ainsi l'absorption des rayons X de faible énergie ($N_H < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$). Les images dans la bande $[0,7 - 1,2]$ keV sont illustrées en Fig. 3.1 et les propriétés individuelles de chaque amas sont résumées en Tab. 3.1.

En disposant de mosaïques profondes et très étendues, l'échantillon X-COP a permis pour la première fois d'étudier en détail les propriétés des régions extérieures des amas de galaxies. Le travail de Ghirardini et al. [98] a permis de caractériser les propriétés thermodynamiques du gaz jusqu'à $\sim R_{200}$, ainsi que des profils « universels » pour la densité, la température, la pression et l'entropie, en joignant les contraintes X et SZ des différents amas. Cet échantillon a aussi permis de contraindre pour la première fois la contribution de la pression d'origine non-thermique à R_{500} et R_{200} [75]. L'échantillon a également permis de mesurer les profils de masse avec une précision sans précédent jusqu'à R_{200} , et d'émettre des contraintes fortes sur les propriétés de la matière noire et d'éventuelles théories de gravité modifiée [82, 73].

3.1.2 | Objectifs et spécificités de l'étude

Les objectifs de cette étude sont dans un premier temps la validation de la méthodologie présentée dans le Chap. 2, et dans un second temps la caractérisation des fluctuations de densité dans les amas X-COP. Avec ça en main, on peut émettre des contraintes sur l'agrégation du gaz dans l'ICM, le nombre de Mach turbulent, ou la contribution de ces turbulences au support de pression non-thermique. La qualité des données X-COP, à savoir l'exposition élevée et la taille des mosaïques, en fait un échantillon idéal pour appliquer la méthodologie présentée Chap. 2. Les images des amas X-COP permettent d'échantillonner les fluctuations de brillance de surface sur une large gamme d'échelle spatiales. Les grandes échelles sont conditionnées par la taille de l'image elle-même, et les petites échelles par la résolution spatiale de l'instrument, et en particulier sa fonction d'étalement du point ou *Point Spread Function* (PSF). La proximité des

¹Données et publications disponibles sur : <https://dominiqueeckert.wixsite.com/xcop>

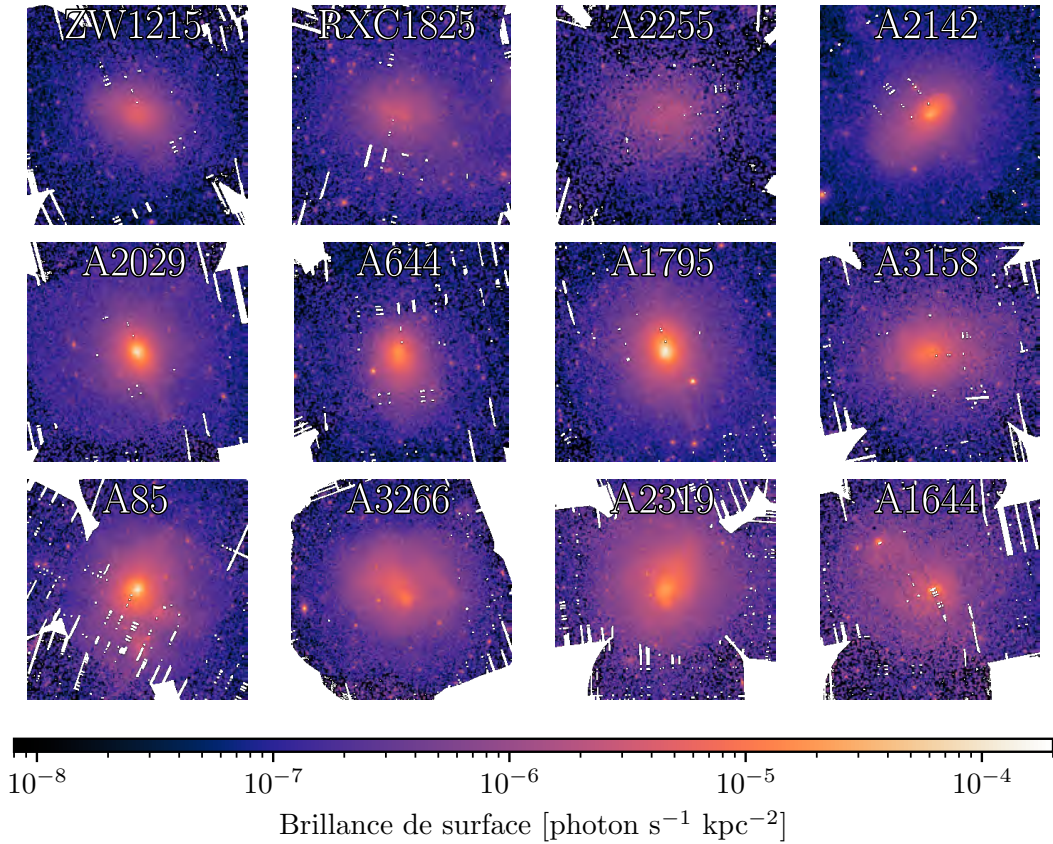


Figure 3.1: Galerie des images des amas de l'échantillon X-COP dans la bande d'énergie $[0,7 - 1,2]$ keV telles que mesurées par XMM-Newton

amas X-COP et la PSF permettent de sonder des échelles entre $1/50 R_{500}$ et R_{500} . La grande exposition et la proximité permettent également de partitionner l'analyse sur différentes régions concentriques, afin de caractériser spatialement les fluctuations de densité en fonction de la distance au centre des amas. On peut ainsi caractériser individuellement les différents processus à l'œuvre dans l'ICM. Chaque région faisant une taille différente, les échelles spatiales que l'on pourra contraindre varieront en suivant la plus grande échelle accessible d'après le théorème de Nyquist-Shannon [202]. Pour un anneau de rayon extérieur R_{\max} et intérieur R_{\min} , la plus grande échelle accessible est donnée par $\sqrt{R_{\max}^2 - R_{\min}^2}$. Ce résultat s'obtient géométriquement une fois que l'on se rend compte que le plus grand segment que l'on peut tracer dans un anneau est nécessairement tangent au cercle intérieur. Les régions d'analyses ainsi que leurs échelles maximales sont définies en Tab. 3.2.

Nom	z	SNR <i>Planck</i>	$L_{X,500}$ [10^{44} erg s $^{-1}$]	kT_{vir} [keV]	M_{500} [$10^{14}M_{\odot}$]	R_{500} [kpc]	θ_{500} [arcmin]
A2319	0.0557	49.0	5.66 ± 0.02	$9.60^{+0.30}_{-0.30}$	10.56	1525	23.49
A3266	0.0589	40.0	3.35 ± 0.01	$9.45^{+0.35}_{-0.36}$	10.30	1510	22.09
A2142	0.090	28.4	8.09 ± 0.02	$8.40^{+1.01}_{-0.76}$	8.51	1403	13.92
A2255	0.0809	26.5	2.08 ± 0.02	$5.81^{+0.19}_{-0.20}$	4.94	1172	12.80
A2029	0.0766	23.2	6.94 ± 0.02	$8.26^{+0.09}_{-0.09}$	8.36	1399	16.08
A85	0.0555	22.8	3.74 ± 0.01	$6.00^{+0.11}_{-0.11}$	5.24	1205	18.64
A3158	0.059	19.8	2.01 ± 0.01	$4.99^{+0.07}_{-0.07}$	3.98	1097	16.03
A1795	0.0622	19.3	4.43 ± 0.01	$6.08^{+0.07}_{-0.07}$	5.33	1209	16.82
A644	0.0704	17.3	3.40 ± 0.01	$7.70^{+0.10}_{-0.10}$	7.55	1356	16.82
A1644	0.0473	16.1	1.39 ± 0.01	$5.09^{+0.09}_{-0.09}$	4.12	1115	20.02
RXC J1825	0.065	15.2	1.38 ± 0.01	$5.13^{+0.04}_{-0.04}$	4.13	1109	14.81
ZwCl 1215	0.0766	12.8	2.11 ± 0.01	$6.27^{+0.32}_{-0.29}$	5.54	1220	14.01

Table 3.1: Propriétés des amas X-COP, dans l'ordre le redshift z , le signal sur bruit SNR issu du second catalogue *Planck* [223], la luminosité en rayons X $L_{X,500}$ dans la bande $[0,5 ; 2]$ keV, la température virielle kT_{vir} , masse M_{500} calculée dans le rayon R_{500} correspondant, rayon apparent correspondant θ_{500} . Adapté de Eckert et al. [78].

Région	Rayon	Échelle min	Échelle max
(I)	$0 < r < R_{500}/10$	$0.02 R_{500}$	$0.10 R_{500}$
(II)	$R_{500}/10 < r < R_{500}/4$	$0.02 R_{500}$	$0.23 R_{500}$
(III)	$R_{500}/4 < r < R_{500}/2$	$0.02 R_{500}$	$0.43 R_{500}$
(IV)	$R_{500}/2 < r < R_{500}$	$0.02 R_{500}$	$0.86 R_{500}$

Table 3.2: Régions utilisées dans l'analyse X-COP, échelles minimales et maximales d'après le théorème de Nyquist-Shannon

3.2 | Validation de la méthodologie

3.2.1 | Définition optimale des fluctuations

Comme vu dans la Sec. 2.1.2 et dans l'Eq. 2.5, l'une des manières d'isoler les fluctuations de densité δ dans l'image de brillance de surface est de diviser cette image par la meilleure image donnée par notre modèle de brillance de surface. Une autre approche serait d'utiliser la différence à la place du rapport, on aurait alors deux définitions équivalentes des fluctuations de brillance de surface, Δ_{absolue} en prenant la différence des images, et Δ_{relative} en prenant le rapport :

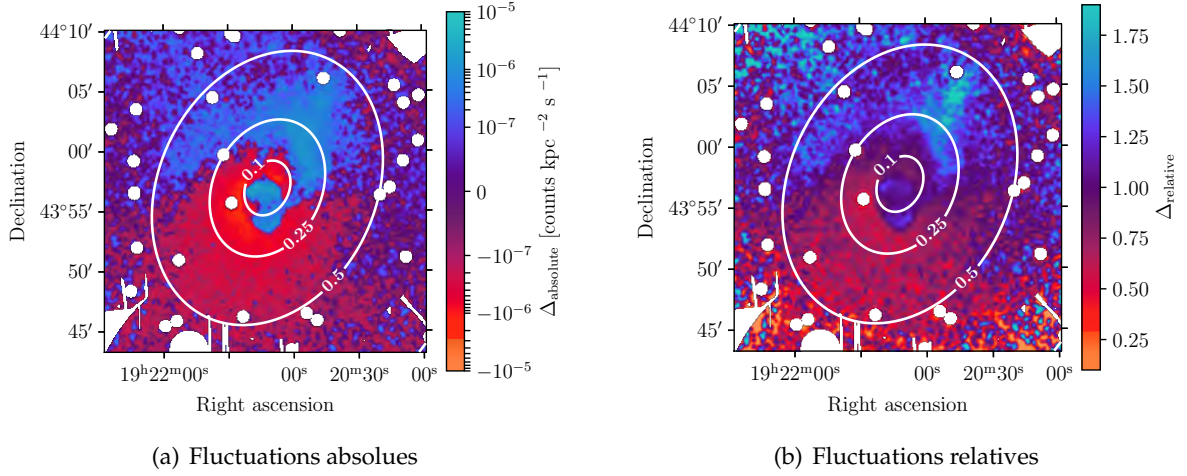


Figure 3.2: Comparaison entre les fluctuations absolues, Δ_{absolue} de l'Eq. 3.1 (a), et des fluctuations relatives, Δ_{relative} de l'Eq. 3.2 (b), en utilisant les données et le meilleur modèle de brillance de surface de A2319. Les images sont filtrées avec un noyau gaussien 2D d'écart type 7.5". Les contours successifs représentent la distance au centre en unité de R_{500} .

$$\Delta_{\text{absolue}}(\boldsymbol{\rho}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{S_X(\boldsymbol{\rho}) - S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})}{2} \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) d\ell \quad (3.1)$$

$$\Delta_{\text{relative}}(\boldsymbol{\rho}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{S_X(\boldsymbol{\rho})}{S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})} \simeq 1 + 2 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) d\ell}{\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) d\ell} \quad (3.2)$$

Bien que théoriquement équivalentes, les deux approches diffèrent en pratique du fait du bruit de Poisson présent sur les images. En effet, l'approche relative va sur-représenter le bruit des régions extérieures aux alentours de R_{500} et certains pixels n'apporteront pas d'information, car ils ne capteront pas de photons. À l'inverse, bien que la faible significativité du signal à cette distance du centre ne fournisse que peu d'information supplémentaire dans l'approche absolue, on pourra toujours définir des fluctuations, même pour les pixels sans signal. L'absence de photons reste donc une information exploitable lorsqu'on utilise la soustraction, car elle fera apparaître un écart au modèle moyen². Une autre différence entre ces approches apparaît lorsque l'on veut directement travailler sur le spectre 2D des fluctuations de brillance et le déprojeter en spectre 3D des fluctuations de densité. Dans les travaux antérieurs [p.ex. 57, 249, 253] et comme expliqué en Sec. 2.1.3, la déprojection est sous-tendue par l'hypothèse que le pondérant de l'Eq. 3.2 est à peu près constant, ce qui se traduit par le fait que l'intensité des fluctuations ne varie pas significativement sur l'image. En prenant la différence, le pondérant

²Sûrement plus clair avec des maths : $\forall x \in \mathbb{R}^* : 0/x = 0$ et $0 - x = -x$.

diminue lorsque l'on s'éloigne du centre de l'amas, ce qui produit des images de fluctuations intenses dans les régions centrales et plus faible dans les régions extérieures.

Pour isoler l'effet des fluctuations de densité, on compare le spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface en fonction de la puissance \mathcal{N}_{2D} que l'on obtiendrait dans la même configuration, sans fluctuations de densité. Cette quantité représente les fluctuations attendues lors de l'observation d'un amas parfait au repos, sans aucune fluctuation de densité. Elle peut être obtenue via l'équation suivante :

$$\mathcal{N}_{2D} = \frac{1}{4} \left| \mathcal{T}\mathcal{F}_{2D} \left\{ \frac{\mathcal{P} \{S_{X,0}(\boldsymbol{\rho}) \text{Exp}(\boldsymbol{\rho})\} + \text{Bkg}(\boldsymbol{\rho})}{\text{Exp}(\boldsymbol{\rho})} - S_{X,0}(\boldsymbol{\rho}) \right\} \right|^2 \quad (3.3)$$

avec :

$\mathcal{P} \{ \cdot \}$ = l'action de prendre une réalisation de Poisson

$S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})$ = un modèle de brillance de surface provenant du meilleur ajustement

$\text{Exp}(\boldsymbol{\rho})$ = l'exposition de l'observation en question

$\text{Bkg}(\boldsymbol{\rho})$ = le bruit de fond mesuré associé à l'observation

Cette équation est simplement la définition d'un spectre de fluctuation de brillance de surface où l'on remplace la vraie brillance de surface par un modèle au repos issu de la distribution *a posteriori* déterminée sur l'image de l'amas. On peut alors définir une métrique assimilable à un signal sur bruit, que l'on note :

$$S/N_{\Delta} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mathcal{P}_{2D,\Delta}}{\mathcal{N}_{2D,\Delta}} \quad (3.4)$$

Afin de quantifier l'efficacité de chacune de ces approches, et déterminer laquelle est la plus performante, j'utilise la procédure de simulation présentée en Sec. 2.2.5. Je génère alors 100 cartes de brillance de surface en incluant un champ de fluctuation de densité avec les paramètres $\sigma_{\delta} = 0.32$, $\ell_{\text{inj}} = 0.05 R_{500}$, $\alpha = 11/3$, en utilisant la carte d'exposition et le modèle de A3266. La puissance à plusieurs échelles spatiales est calculée sur les différentes régions définies en Tab. 3.2, ainsi que le S/N associé tel que définit dans l'Eq. 3.4. En Fig. 3.3, la comparaison entre le S/N obtenu avec la méthode absolue et la méthode relative est illustrée pour les quatre régions d'analyse et pour plusieurs échelles spatiales. Pour les régions les plus centrales, les valeurs de la métrique S/N sont élevées et les deux méthodes fonctionnent aussi bien l'une que l'autre. Pour les régions les plus extérieures, la méthode absolue fonctionne mieux que la méthode relative pour les grandes échelles spatiales, et les deux fonctionnent aussi bien sur les petites échelles. Cela peut s'expliquer par le fait que les pixels les plus extérieurs ont souvent une valeur nulle en nombre de coups, prendre le rapport dans ces régions va nécessairement laisser ces valeurs à zéro et faire disparaître l'information, là où la différence va mal-

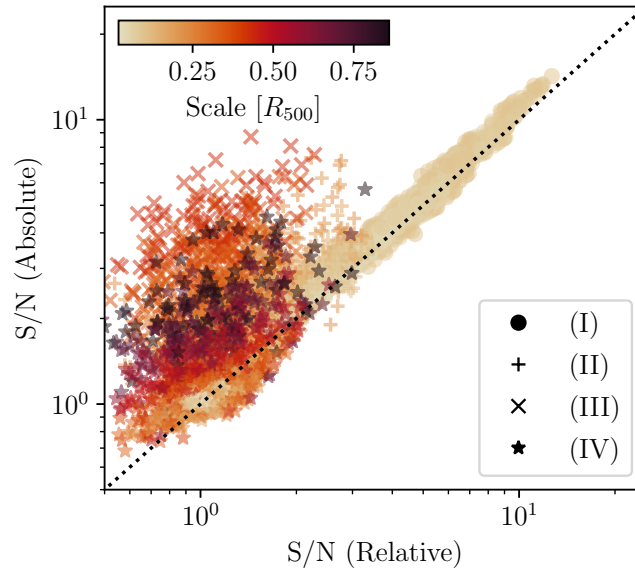


Figure 3.3: Comparaison des valeurs de S/N obtenues en utilisant la définition absolue et relative pour les fluctuations de brillance de surface, pour différentes échelles spatiales et dans les quatre régions définies en Tab. 3.2. La comparaison est faite pour 100 spectres simulés en utilisant la distribution de modèles aux repos et la carte d'exposition de A3266, avec des paramètres de fluctuation de densité fixés à $\sigma_\delta = 0.32$, $\ell_{\text{inj}} = 0.05 R_{500}$ et $\alpha = 11/3$. La zone ombrée représente les points avec un signal inférieur au niveau de bruit.

gré tout laisser du signal dans ces régions de faible significativité. En suivant cette conclusion, j'ai privilégié par la suite l'approche absolue pour définir les fluctuations.

3.2.2 | Validation de l'approche par `sbi`

J'ai utilisé l'implémentation de la bibliothèque `sbi` [218] pour définir et entraîner le *normalizing flow* qui approximera la vraisemblance des fluctuations pour chaque amas, comme expliqué en Sec. 2.2.4.3. Les distributions *a priori* utilisées pour les paramètres de l'Eq. 2.28 sont les suivantes : $\sigma_\delta \sim 10^{\mathcal{U}(-2,1)}$, $\ell_{\text{inj}} \sim 10^{\mathcal{U}(-2,1)}$ et $\alpha \sim \mathcal{U}(0,7)$, ce qui n'introduit pas de corrélation *a priori* entre les paramètres. Les images simulées en rayons X sont générées en suivant la procédure expliquée en Sec.2.2.5, en utilisant les distributions issues du modèle au repos, ainsi que les spécificités observationnelles de chaque amas (carte d'exposition, absorption galactique, etc.). L'un des enjeux de cette approche est de définir une observable suffisamment informative pour que le réseau de neurones apprenne facilement les liens avec les paramètres, tout minimisant les termes non-diagonaux de la matrice de covariance de l'observable. Le S/N

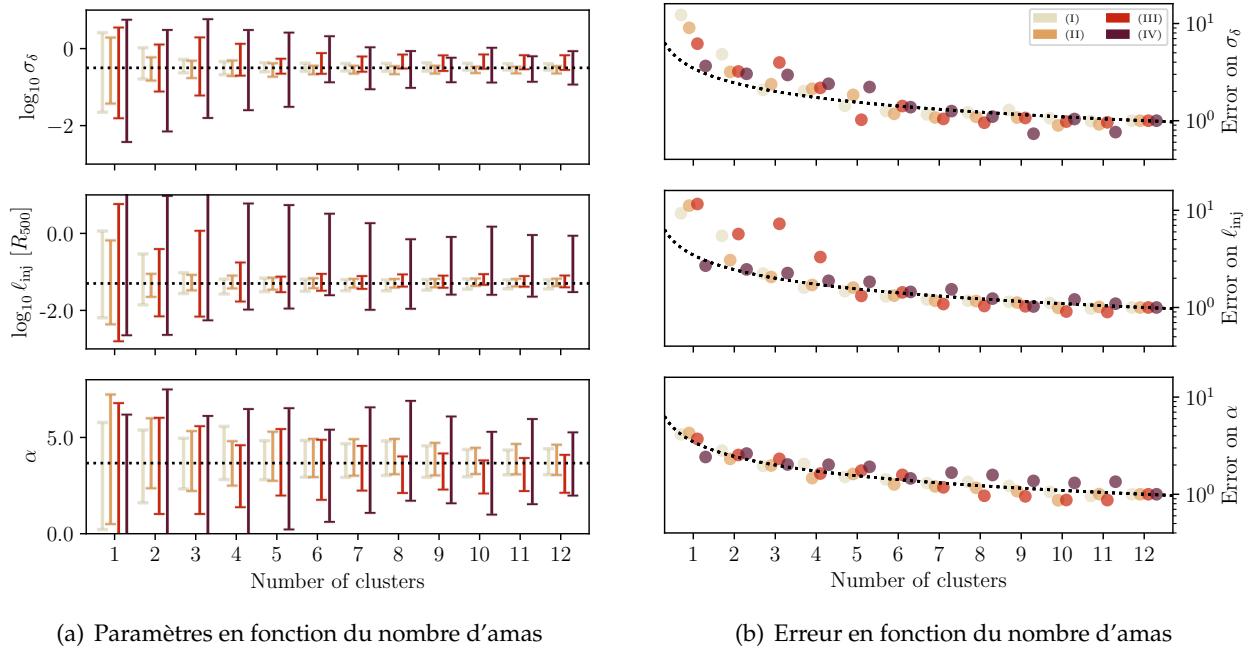


Figure 3.4: (a) Moyenne et écart-type des paramètres estimés pour un nombre croissant d'amas dans la vraisemblance conjointe de l'échantillon. La ligne noire représente les paramètres de référence. (b) Erreur sur chaque paramètre comparée au nombre d'amas utilisés pour trouver les paramètres, normalisée pour qu'elle soit égale à 1 pour $N = 12$. La ligne noire montre le comportement attendu en $1/\sqrt{N}$. Les paramètres sont calculés dans chaque région de la Tab. 3.2.

défini plus tôt semble adapté à cette tâche puisqu'il représente les variations de brillance de surface dues aux fluctuations de densité pour chaque amas. Il est évalué sur 20 échelles logarithmiquement espacées entre l'échelle minimale et maximale accessible dans chaque région, comme défini dans le tableau 3.2. La génération de 300 000 réalisations du champ de fluctuation permet d'apprendre correctement la fonction de vraisemblance pour chaque région d'analyse. Les distributions *a posteriori* des paramètres sont ensuite échantillonnées en utilisant NUTS, tel qu'implémenté dans la bibliothèque `pyro` [29].

Afin de valider la méthodologie, je l'applique à des amas simulés avec des paramètres de fluctuation de densité connus et des propriétés statistiques analogues aux véritables amas X-COP. Alors, les paramètres sont inférés via la méthodologie décrite précédemment, dans les multiples régions définies dans le tableau 3.2. J'ai effectué une validation en produisant, pour chaque amas simulé, une réalisation des fluctuations de densité avec $\sigma_\delta = 0.32$, $\ell_{inj} = 0.05 R_{500}$ et $\alpha = 11/3$ comme paramètres de référence. La variance d'échantillonnage est réduite en

définissant une vraisemblance conjointe pour tous nos amas, ce qui revient à dire que chaque amas est une observation individuelle du même processus de fluctuation. Comme toutes les coordonnées spatiales sont mises à l'échelle de R_{500} , nous pouvons définir une vraisemblance conjointe comme suit :

$$\log \mathcal{L}_{\text{joint}} = \sum_{\text{cluster}} \log \mathcal{L}_{\text{cluster}} \quad (3.5)$$

où $\mathcal{L}_{\text{cluster}}$ est la vraisemblance estimée avec le réseau de neurones entraîné pour chaque amas de X-COP. L'efficacité de cette approche est illustrée dans la Fig. 3.4. Pour cette figure, pour chaque taille N d'échantillons d'amas, on tire dix fois N amas aléatoirement pour atténuer les effets de sélection sur les paramètres reconstruits. Les paramètres conjoints sont calculés pour chaque tirage et sont moyennés. On peut observer la convergence vers les paramètres originaux quand on augmente le nombre d'amas dans l'échantillon pour toutes les régions. L'erreur sur chaque paramètre diminue avec le nombre d'amas utilisés pour définir la vraisemblance, se comportant comme une dépendance $1/\sqrt{N}$ est attendue, lorsqu'on ajoute des observations indépendantes.

3.3 | Résultats

Les résultats de cette analyse sont disponibles en ligne sur le dépôt³ associé à cet article.

3.3.1 | Caractérisation des fluctuations de brillance de surface

La première étape de l'analyse est la détermination d'un modèle « au repos » pour l'émissivité des amas X-COP. En appliquant la méthodologie développée en Sec. 2.2.3, j'ai été en mesure de contraindre des distributions *a posteriori* pour les paramètres du modèle « au repos ». La bonne convergence des chaînes de Markov est assurée en calculant la statistique \hat{R} , comme proposé par Vehtari et al. [233] et en vérifiant que $\hat{R} < 1.01$. Les paramètres ainsi trouvés sont compatibles avec ceux obtenus par Ghirardini et al. [98], représentatifs des amas X-COP. Les cartes de fluctuation correspondantes, calculées avec l'Eq. (3.1), sont affichées dans la Fig. 3.5. La plupart de ces cartes de fluctuations manifestent des caractéristiques non gaussiennes dans leur résidu. Des résidus positifs dans les régions centrales, correspondant à des fusions imminentes ou passées, peuvent être identifiées dans A2319 et A3266. Des structures en forme de spirale dans les régions internes de A85, A2029, ou A2142 indiquent la présence de *sloshing* de gaz.

³https://github.com/renecotyfanboy/turbulence_xcop

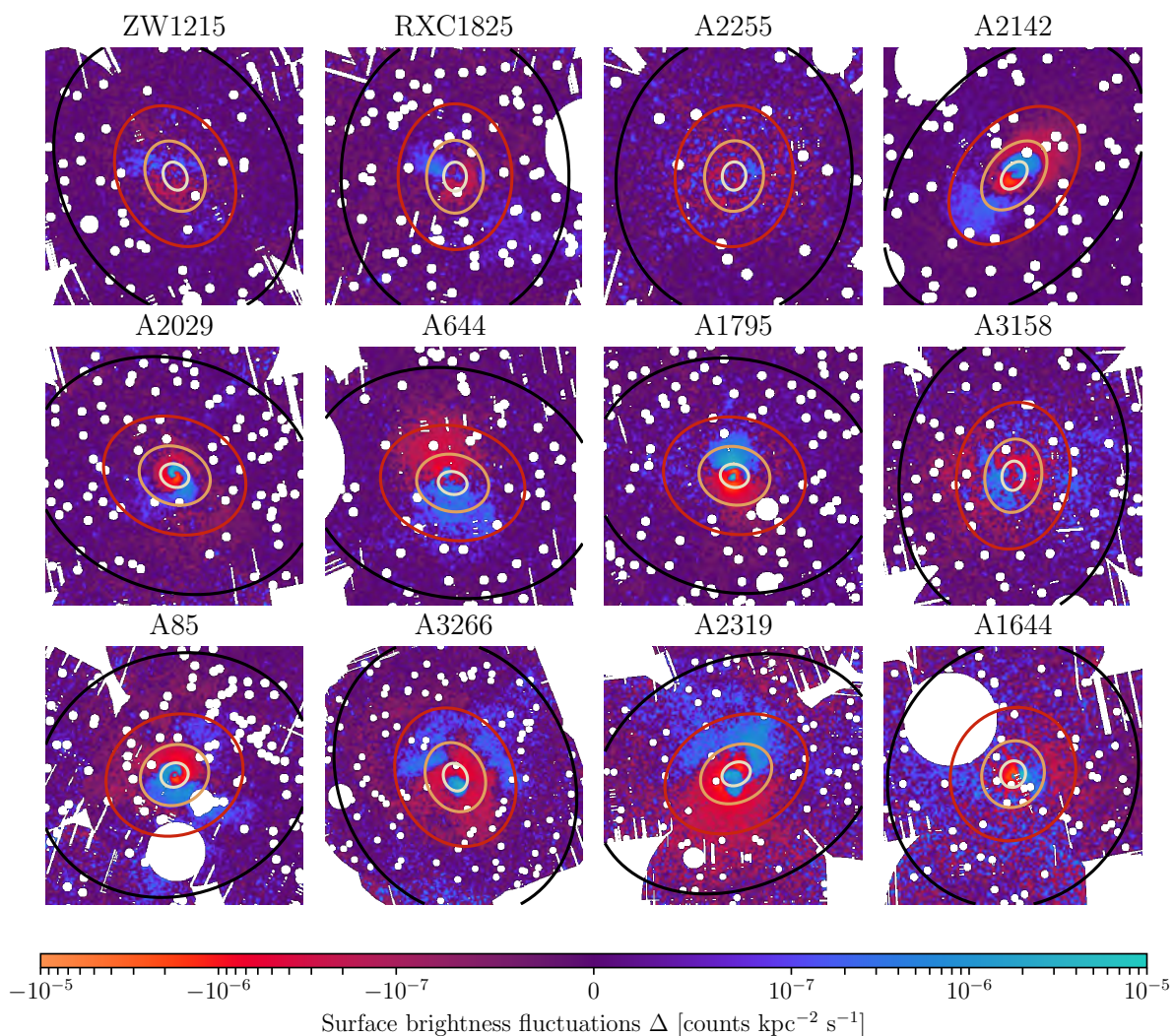
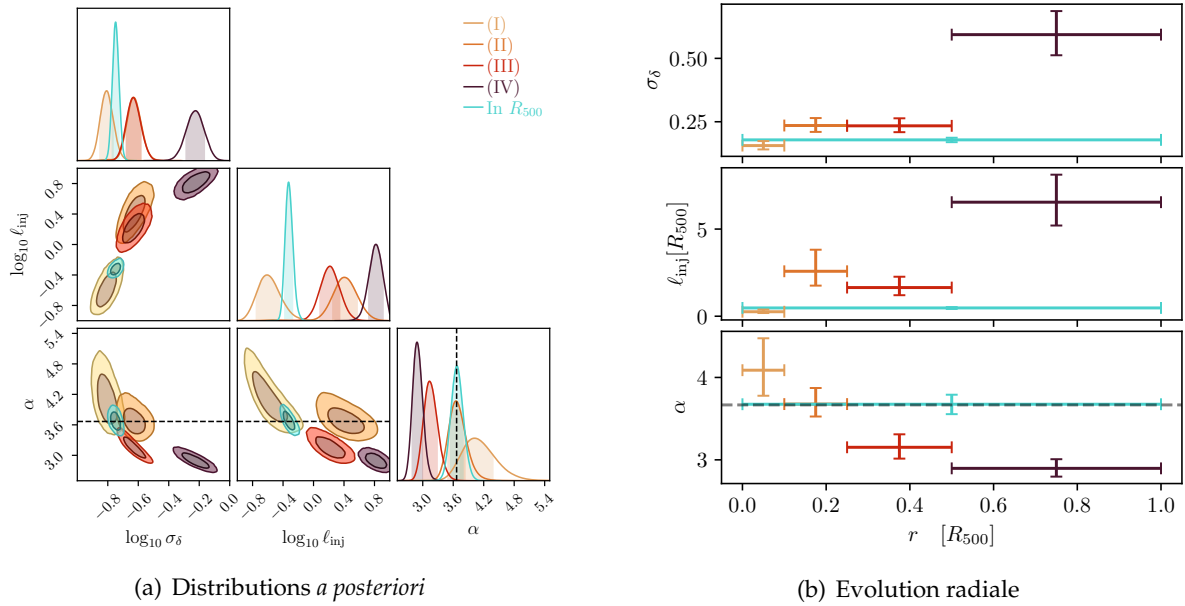


Figure 3.5: Cartes de fluctuations de la brillance de surface, Δ_{abs} , obtenues par la méthode absolue (voir Sec. 3.2.1) pour l'échantillon d'amas X-COP. Les contours successifs représentent les régions annulaires I, II, III, et IV avec des rayons extérieurs de 0.1, 0.25, 0.5 et 1 R_{500} , respectivement. Pour des raisons de présentation. Les images sont filtrées avec un noyau gaussien 2D d'écart type 7.5". Chaque image mesure environ 2.5 Mpc de côté. Les images sont classées par ordre croissant de perturbation de l'amas, mesurée par le coefficient C_Z (voir Sect. 3.3.2).

Pour chaque carte de fluctuation, j'ai calculé le S/N entre les fluctuations de brillance de surface et les fluctuations attendues lorsque seul le bruit de Poisson est présent pour les quatre régions différentes mentionnées précédemment (lignes pleines dans la Fig. 3.7). La séparation des cartes de fluctuations en plusieurs régions concentriques fournit un moyen de discriminer entre les différents processus à l'œuvre dans l'ICM. Le signal provenant de la région centrale est censé être dominé par la présence ou l'absence d'un cœur froid, ainsi que par la rétroaction de l'AGN central [p.ex. 253]. Le second anneau devrait être plutôt sensible à la présence ou non de *sloshing* dans le cœur de l'amas. Il convient de noter qu'un *sloshing* s'étendant au moins jusqu'à R_{500} a été observé dans divers amas, en particulier A2142 [184]. Les deux anneaux extérieurs devraient être liés aux fluctuations induites par l'assemblage dynamique de l'amas, c'est-à-dire par l'accrétion à partir de la toile cosmique et des sous-halos comme des groupes de galaxies. J'ai également calculé le S/N pour toute la région à l'intérieur de R_{500} pour obtenir une statistique moyenne dans les amas. En utilisant la méthodologie présentée dans la Sec. 3.2.2, j'ai contraint les paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité.

Les probabilités postérieures pour les paramètres libres du spectre de puissance 3D dérivé de l'ajustement conjoint sur l'ensemble de l'échantillon X-COP sont montrées dans le *corner plot* de la Fig. 3.6. La bonne convergence a également été vérifiée en s'assurant que $\hat{R} < 1.01$ pour chaque paramètre. En propageant les distributions *a posteriori* des paramètres dans notre modèle, on est en mesure de générer le S/N tel que prédit par le modèle ajusté⁴, et avec une dispersion comprenant la variance d'échantillonnage. Ces valeurs sont illustrées en Fig. 3.7, conjointement à la vraie observable. On observe une bonne adéquation entre les enveloppes issues de la modélisation et les lignes pleines associées aux vraies observables dans les amas, ce qui indique que la modélisation proposée est une bonne approximation des fluctuations de brillance mesurées sur les amas X-COP. Les régions internes sont caractérisées par une pente élevée et une faible échelle d'injection, indiquant la prépondérance de structures brillantes de taille finie dans ces régions, ce qui corrobore avec la présence de *sloshing* et d'artefacts d'assemblage dans les cartes de fluctuation de la Fig. 3.5. L'estimation pour toutes les fluctuations à l'intérieur de R_{500} est plus robuste aux artefacts de la région centrale, puisque ces structures peuvent être décrites comme des réalisations marginalement rares du champ aléatoire par rapport aux fluctuations dans les régions externes. Les paramètres dans R_{500} conjointement estimés sur l'ensemble de l'échantillon convergent vers une normalisation de $\sigma_\delta = 0.18 \pm 0.01$, une injection de $\ell_{\text{inj}} = 0.48 \pm 0.06 R_{500}$, avec une pente de $\alpha = 3.67 \pm 0.12$, compatible avec la Théorie de la turbulence de Kolmogorov (K41). Ces résultats sont comparables à ce qui a été déterminé pour l'amas de Coma par Schuecker et al. [198], qui étudiait les fluctuations de pression à des échelles spatiales entre 40 et 90 kpc, ainsi que Zhuravleva et al. [249] pour l'amas

⁴Il s'agit typiquement d'un *posterior predictive check* tel que couramment employé en inférence bayésienne.

(a) Distributions *a posteriori*

(b) Evolution radiale

Figure 3.6: Distributions postérieures (à gauche) et évolution radiale (à droite) de l'écart type, σ_δ , de l'échelle d'injection, ℓ_{inj} , et de l'indice spectral α des paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité, évalués conjointement sur l'ensemble de l'échantillon d'amas X-COP dans les quatre régions définies dans le tableau (3.2) et à l'intérieur de R_{500} . L'échelle de couleur correspond aux quatre régions d'intérêt, et la distribution turquoise représente toute la région à l'intérieur de R_{500} . La ligne pointillée noire représente l'indice attendu de $11/3$ de la théorie de Kolmogorov-Oboukhov.

de Persée.

3.3.2 | Corrélation à l'état dynamique des amas

J'étudie dans cette section la corrélation entre l'émergence de fluctuations de densité et l'état dynamique des amas. En effet, les événements liés à l'assemblage dynamique des amas sont observables via les variations de densité qu'ils induisent (p.ex. le *sloshing*, les fronts froids, Cf. Sec. 1.2.2) tout en étant caractérisables par des indicateurs morphologiques reflétant l'état dynamique des amas. Je me suis intéressé à divers indicateurs bien corrélés avec l'état dynamique de l'amas [139, 49] et j'ai cherché des corrélations avec les paramètres des fluctuations de densité. Les indicateurs suivants ont été retenus :

- Le paramètre de concentration c_{SB} compare l'émission centrale de l'amas à son émission

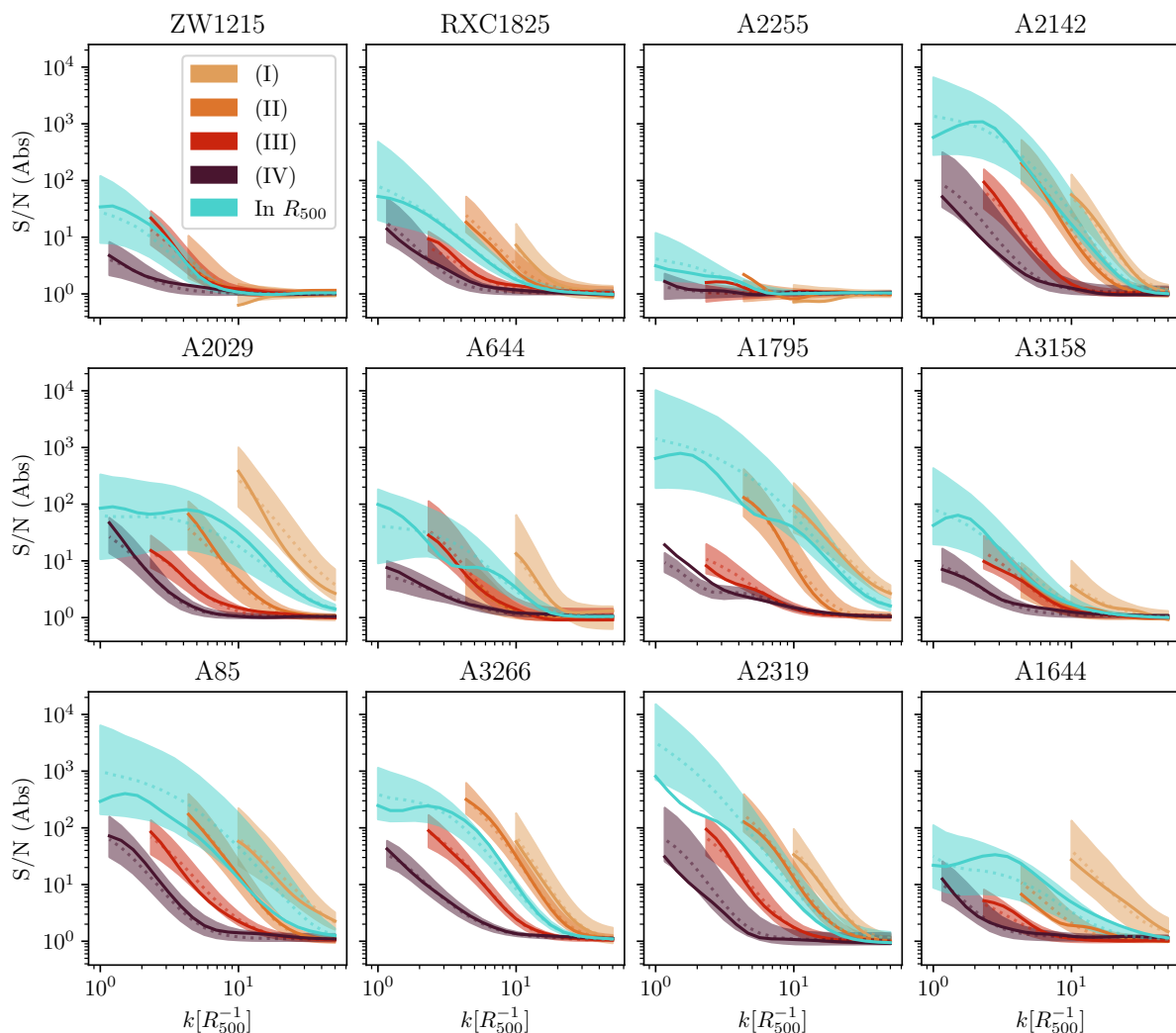


Figure 3.7: Fluctuations de densité exprimées selon la quantité S/N telle que défini dans l'Eq. 3.4 et mesuré sur les cartes de fluctuations de la brillance de surface avec la méthode absolue dans les quatre régions définies dans la Tab. 3.2 et à l'intérieur de R_{500} pour chaque amas de l'échantillon X-COP. La ligne pointillée et les enveloppes ombrées montrent la médiane de la distribution postérieure et les percentiles 16-84, tenant compte du budget d'erreur complet pour chaque amas. La ligne pleine représente l'observable mesurée pour chaque amas dans X-COP. Les graphiques sont classés par ordre croissant de perturbation de l'amas, mesurée par le coefficient C_Z (voir Sect. 3.3.2).

totale. Nous avons utilisé la définition de Campitiello et al. [49], à savoir le rapport entre la brillance de surface à l'intérieur de $0.15 R_{500}$ et R_{500} .

- Le décalage du centroïde⁵ w trace la variation de la distance du pic de brillance et le centroïde de l'émission pour une ouverture variable. J'utilise la définition et la détermination de ce paramètre donnée par Eckert et al. [73].
- Le coefficient de Gini G mesure la disparité de la brillance de surface dans les pixels de l'image. Ce coefficient varie de 1 à 0 pour une distribution parfaitement homogène et parfaitement inhomogène, et est calculé avec la formule suivante :

$$G = \frac{\sum_i^n \sum_j^n |s_i - s_j|}{2n^2 \bar{s}},$$

où s_{ij} est la brillance de surface dans le pixel i, j , \bar{s} est la brillance de surface moyenne et n le nombre total de pixels utilisés pour calculer G .

- Les moments de Zernike, Z_i , correspondent à la décomposition de l'image sur une base de polynômes orthogonaux qui permettent de décrire efficacement la morphologie de l'amas. Ici, j'utilise spécifiquement le coefficient de Zernike, C_Z , qui reflète les composantes asymétriques du développement en polynôme des images d'amas :

$$C_Z = \sum_{n,m \neq 0} \sqrt{|Z_n^m|},$$

où Z_n^m sont des coefficients obtenus à partir de produits scalaires de l'image et d'un polynôme de Zernike donné, comme décrit dans Capalbo et al. [51]. La galerie d'amas de la Fig. 3.5 est triée par C_Z croissant.

Ces indicateurs morphologiques sont calculés en utilisant tous les pixels dans R_{500} , en excluant les sources ponctuelles et en supposant une symétrie circulaire, c'est-à-dire sans utiliser l'ellipticité déterminée pour chaque amas. Le budget d'erreur est défini en propageant le bruit de Poisson de l'image mesurée, avec une position centrale et l'ellipticité tirée dans les distributions *a posteriori* du modèle « au repos ». Les indicateurs morphologiques résultants sont affichés dans le tableau 3.3. J'ai quantifié les corrélations en tirant 2000 valeurs de chaque indicateur morphologique et en calculant le coefficient de corrélation de Spearman avec le même nombre de paramètres de fluctuation de densité tirés des distributions postérieures. Dans la Fig. 3.8, la matrice de corrélation de Spearman entre les paramètres de fluctuation de densité mesurés à l'intérieur de R_{500} et les indicateurs morphologiques est illustrée. Les corrélations

⁵Attention, cette quantité n'a absolument rien à voir avec le décalage du centroïde mentionné en Sec. 1.4.1, qui portait sur les raies d'émissions. "Ils l'ont appelé comme ça pour éviter qu'on se trompe" K. Debbache

Name	c_{SB}	$w(\times 10^3)$	G	C_Z
A1644	$0.114^{+0.002}_{-0.001}$	$13.761^{+0.085}_{-0.079}$	$0.699^{+0.001}_{-0.001}$	$1.0^{+0.034}_{-0.026}$
A1795	$0.52^{+0.001}_{-0.001}$	$2.36^{+0.019}_{-0.019}$	$0.823^{+0.001}_{-0.001}$	$0.477^{+0.007}_{-0.008}$
A2029	$0.496^{+0.001}_{-0.001}$	$0.85^{+0.009}_{-0.01}$	$0.792^{+0.001}_{-0.001}$	$0.437^{+0.011}_{-0.01}$
A2142	$0.408^{+0.001}_{-0.001}$	$4.51^{+0.03}_{-0.028}$	$0.771^{+0.001}_{-0.001}$	$0.391^{+0.004}_{-0.004}$
A2255	$0.078^{+0.002}_{-0.002}$	$31.391^{+0.269}_{-0.261}$	$0.694^{+0.002}_{-0.002}$	$0.389^{+0.011}_{-0.011}$
A2319	$0.215^{+0.001}_{-0.001}$	$33.069^{+0.179}_{-0.176}$	$0.68^{+0.001}_{-0.001}$	$0.946^{+0.012}_{-0.013}$
A3158	$0.212^{+0.001}_{-0.001}$	$5.87^{+0.039}_{-0.04}$	$0.708^{+0.001}_{-0.001}$	$0.523^{+0.01}_{-0.01}$
A3266	$0.17^{+0.001}_{-0.001}$	$30.837^{+0.166}_{-0.165}$	$0.665^{+0.001}_{-0.001}$	$0.79^{+0.016}_{-0.015}$
A644	$0.348^{+0.002}_{-0.002}$	$20.971^{+0.151}_{-0.147}$	$0.772^{+0.001}_{-0.001}$	$0.457^{+0.007}_{-0.008}$
A85	$0.417^{+0.001}_{-0.001}$	$3.85^{+0.02}_{-0.019}$	$0.767^{+0.001}_{-0.001}$	$0.711^{+0.008}_{-0.009}$
RXC1825	$0.153^{+0.001}_{-0.001}$	$8.031^{+0.061}_{-0.062}$	$0.625^{+0.001}_{-0.001}$	$0.333^{+0.007}_{-0.007}$
ZW1215	$0.205^{+0.001}_{-0.002}$	$3.731^{+0.03}_{-0.03}$	$0.703^{+0.001}_{-0.001}$	$0.328^{+0.009}_{-0.009}$

Table 3.3: Concentration c_{SB} , *centroid shift* w , coefficient de Gini G , et moment de Zernike C_Z , calculés pour l'échantillon d'amas X-COP, avec la variance provenant du modèle « au repos » et du bruit de Poisson.

les plus significatives apparaissent avec σ_δ et les quatre indicateurs morphologiques. Le σ_δ est associé à l'écart type de la distribution des fluctuations de densité. La concentration et le coefficient de Gini sont corrélés négativement avec σ_δ . Ainsi, les amas moins concentrés sont généralement plus perturbés et admettent donc une distribution moins uniforme de sa brillance de surface, ce qui va de pair avec l'émergence de fluctuations de brillance, et donc de fluctuations de densité. Inversement, la corrélation positive entre le *centroid shift* et le moment de Zernike (qui tracent tous deux l'écart de la brillance de surface par rapport à une distribution à symétrie sphérique) peut être comprise comme le fait que l'émergence de fluctuations de densité et de brillance de surface perturbera la symétrie du système, et donc augmentera la valeur de ces deux indicateurs. Les indicateurs morphologiques utilisés dans cette thèse ne peuvent pas représenter la structure des fluctuations, il était donc à prévoir qu'il n'y aurait pas de corrélation significative avec l'échelle d'injection et l'indice spectral. Cependant, ils sont construits pour quantifier les perturbations de la brillance de surface des amas, et, par conséquent, la corrélation avec la normalisation du spectre, liée à l'écart type de ces fluctuations, était attendue dans cette étude.

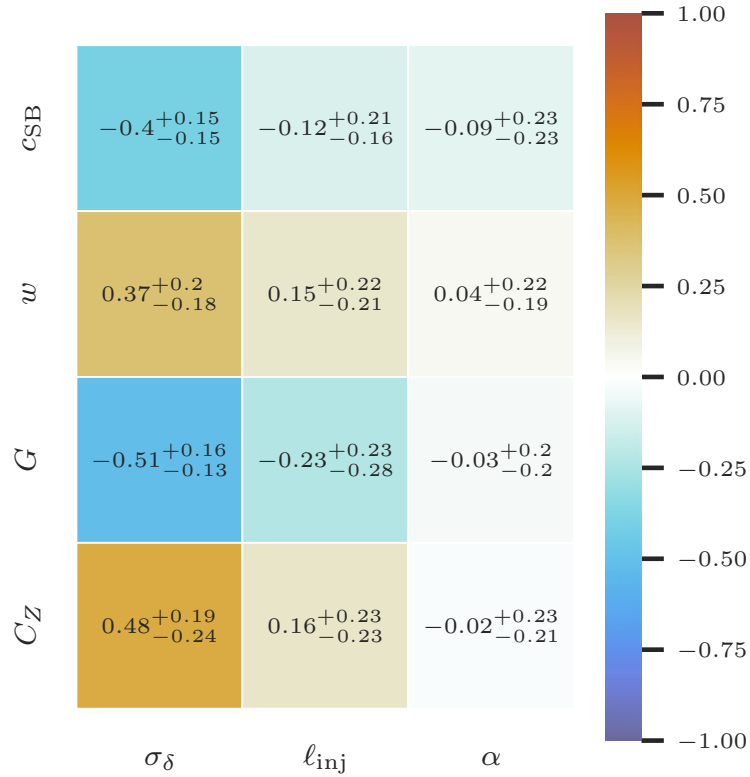


Figure 3.8: Matrice de corrélation mesurée par le coefficient de Spearman entre les indicateurs morphologiques et les paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité. Nous affichons la médiane et la différence avec les percentiles 16-84. Les paramètres morphologiques sont définis dans la Sec. 3.3.2 et les paramètres des fluctuations de densité sont définis dans l'Eq. 2.28 et évalués à l'intérieur de R_{500} pour chaque amas de l'échantillon X-COP.

3.4 | Interprétation des fluctuations de densité

3.4.1 | Fluctuations et *clumping*

L'agrégation du gaz, ou *clumping*, fait référence à l'écart local de la densité de gaz par rapport à la densité moyenne attendue à cet endroit. On préférera cette définition à la définition plus spécifique de « sous-structures accrétées » au sein de cette thèse. Le *clumping* définit alors toute forme d'écart de densité par rapport au profil moyen, ce qui correspond à ce que l'on mesure dans les fluctuations de densité de la Sec. 3.3.1. À partir du spectre de puissance 3D des fluctuations de densité, et de manière analogue à Zhuravleva et al. [249], le facteur de *clumping* C est défini comme :

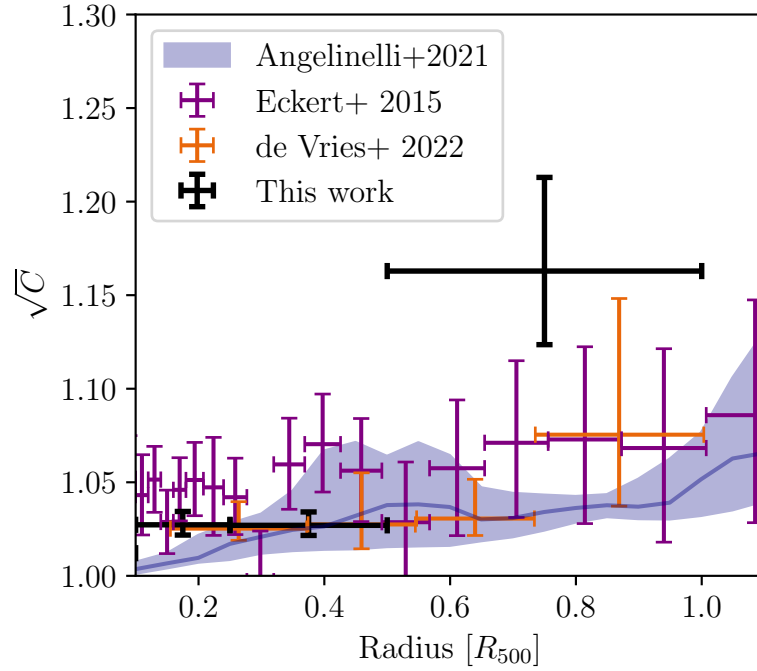


Figure 3.9: Comparaison du facteur de *clumping* obtenu avec l’Eq. 3.6 pour l’ajustement conjoint sur l’échantillon X-COP dans chaque région par rapport au facteur de *clumping* obtenu par Eckert et al. [74] pour un échantillon de 35 amas, par de Vries et al. [64] pour l’amas de Persée et par Angelinelli et al. [13] pour 9 amas simulés de l’échantillon ITASCA. Le facteur C est calculé en supposant que l’ensemble des fluctuations de densité proviennent du *clumping* du gaz. La ligne pleine et l’enveloppe représentent la médiane et les percentiles 16-84 du profil du facteur de *clumping*.

$$C = \frac{\langle n_e^2 \rangle}{\langle n_e \rangle^2} = 1 + \sigma_\delta^2 \quad (3.6)$$

où σ_δ est la normalisation telle que définie dans l’équation 2.28. Dans la Fig. 3.9, le facteur C obtenu pour les régions (II), (III) et (IV) est comparé au facteur obtenu pour 35 amas dans Eckert et al. [74], calculé dans l’amas de Persée avec une approche sans modèle par de Vries et al. [64], et simulé par Angelinelli et al. [13] pour l’échantillon d’amas ITASCA. On observe un bon accord entre les trois résultats dans les régions internes. On attribue la différence avec les valeurs obtenues par Eckert et al. [74] aux modèles à symétrie circulaires (à la différence des modèles elliptiques utilisés dans cette thèse), qui augmentent artificiellement les fluctuations mesurées (Cf. Fig. 3.12). De plus, on observe un bon accord avec le facteur de de Vries et al. [64], calculé à partir de fluctuations de brillance de surface déterminées sans un modèle de

brillance de surface spatial (contrairement à ce qui est fait dans cette thèse). Cela peut indiquer que la prise en compte de l'ellipticité de la brillance de surface minimise les biais introduits par le choix arbitraire du modèle (discuté plus loin dans la Sec. 3.5.1). Cependant, les résultats obtenus dans la région extérieure sont en tension (rayons allant de 0.5 à 1 R_{500}), ce qui est probablement dû à un changement dans la nature des fluctuations mesurées. Cet aspect sera discuté plus en détail dans la Sec. 3.5.2 et dans la Sec. 3.5.4.

3.4.2 | Interprétation sous la forme de support turbulent

En supposant que la turbulence dans l'ICM est la principale cause des fluctuations de densité mesurées, Zhuravleva et al. [251] et Gaspari et al. [92] ont montré que l'amplitude caractéristique du nombre de Mach 1D, \mathcal{M}_{1D} , est proportionnelle à l'amplitude caractéristique des fluctuations de densité. Cette relation a également été étudiée dans le cas de la turbulence dans une boîte et pour les atmosphères stratifiées [154, 152, 153] et est discutée plus en détail dans le cas de la turbulence stratifiée dans la Sec. 3.5.3. Simonte et al. [207] ont dérivé une relation similaire basée sur des simulations cosmologiques. Cette relation est destinée à lier les fluctuations de densité aux mouvements de gaz aléatoires, ce qui est plus ou moins discutable en fonction de la nature relaxée ou perturbée des amas (voir Sec. 3.5.4). Dans ce cas, l'écart de fluctuation de densité σ_δ peut être lié linéairement à l'écart de vitesse, σ_v , que l'on associe au nombre de Mach 3D $\mathcal{M}_{3D} = \sigma_v/c_s$, où $c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{\mu m_p}}$ est la vitesse du son dans l'ICM. Ici, T est la température locale du gaz, μ est sa masse moléculaire moyenne, et m_p est la masse du proton. La relation de Simonte et al. [207] s'écrit alors :

$$\mathcal{M}_{3D} \simeq (0.63 \pm 0.04) \times \sigma_\delta. \quad (3.7)$$

J'utilise la relation dérivée pour l'ensemble de l'échantillon de Simonte et al. [207], qui inclut les amas relaxés et perturbés. Cette corrélation a été initialement dérivée en termes de dispersion de vitesse σ_v au lieu du nombre de Mach, ce qui est équivalent dans la limite d'un ICM isotherme, mais pas totalement vrai dans cette étude qui inclut des régions jusqu'à R_{500} . Néanmoins, les relations dérivées par Gaspari et Churazov [90] et Zhuravleva et al. [251] sont écrites directement en fonction du nombre de Mach, et sont, comme l'Eq. 3.7, des relations de proportionnalité avec l'écart-type des fluctuations de densité. Vu qu'il n'y a pas de changement de comportement flagrant pour la relation entre σ_δ et \mathcal{M} ou σ_v sur ces études, les profils réels de températures des amas ne devraient pas affecter la mesure. Les nombres de Mach turbulents déterminés pour l'échantillon X-COP sont fournis dans l'App.B pour les quatre régions d'analyse et dans R_{500} , avec en particulier $\mathcal{M}_{3D} = 0.11 \pm 0.01$ lorsque évalué à l'intérieur de R_{500} . Le niveau de turbulence mesuré est clairement subsonique, ce qui est en accord avec les mesures directes de l'élargissement des lignes spectrales mesuré par spectroscopie [resp.

$\mathcal{M}_{3D} \lesssim 1 - 2$ et $\mathcal{M}_{3D} \sim 0.1$, voir 191, 108, à noter que la conversion de vitesse projetée sur la ligne de visée en nombre de Mach 3D requiert de connaître la vitesse du son dans le milieu, que j'approxime ici à $c_s \simeq 1000 \text{ km s}^{-1}$. Le support de pression non thermique estimé par Eckert et al. [75] en utilisant l'hypothèse d'une fraction de gaz universelle à R_{500} est de l'ordre de 6%, ce qui est compatible avec la mesure à $\sim 7 \pm 2\%$ de l'anneau extérieur. Il est également en accord avec les résultats précédents d'autres travaux basés sur les statistiques de fluctuation en densité [illustré plus en détail en Fig. 3.10, voir 249, 253] et en quantités thermodynamiques [111] dans divers amas de galaxies. Pour comparer explicitement avec des travaux similaires, on calcule la vitesse à une composante, $V_{1,k}$, telle qu'elle a été définie par Zhuravleva et al. [253] dans l'Eq. 4 et on utilise la même relation d'échelle que celle proposée dans Zhuravleva et al. [251] pour convertir la fluctuation de densité en vitesse :

$$V_{1,k} = \frac{c_s}{(1 \pm 0.3)} \times \sqrt{4\pi k^3 \bar{P}_{3D,\delta}(k)} \quad (3.8)$$

Comme illustré en Fig 3.10, les résultats obtenus sont comparables aux résultats de Zhuravleva et al. [253] pour les trois amas en commun avec X-COP. Les différences entre nos mesures peuvent provenir de l'approche utilisée pour calculer les fluctuations. En effet, Zhuravleva et al. [253] a étudié les fluctuations de brillance sur deux bandes d'énergie *Chandra*, et combiné les images en calculant un spectre croisé. En comparaison, j'utilise une seule bande étroite *XMM-Newton* qui minimise l'absorption galactique. Les bandes d'incertitude plus larges montrent également l'effet de l'inclusion de la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur total.

3.4.3 | Contribution non-thermique à la pression

Les simulations numériques prédisent que les mouvements turbulents devraient être la composante dominante de la pression non thermique dans les amas de galaxies [230, 12], en comparaison au chauffage issus des rayons cosmiques et des champs magnétiques. Dans cette perspective, l'objectif de cette section est de caractériser le rapport $P_{\text{NTH}}/P_{\text{Total}}$ entre la pression non thermique d'origine turbulente et la pression totale (somme de la pression thermique et non-thermique). Ce rapport peut être exprimé en fonction du nombre de Mach 3D turbulent, \mathcal{M}_{3D} [75] comme suit :

$$\frac{P_{\text{NTH}}}{P_{\text{TOT}}} = \frac{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma}{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma + 3} \quad (3.9)$$

où $\gamma = 5/3$ est l'indice polytropique. La valeur de $P_{\text{NTH}}/P_{\text{Total}}$ dérivée pour le \mathcal{M}_{3D} conjoint est montrée dans la Fig. 3.11 en fonction du rayon. Elle est comparée aux estimations précédentes de Eckert et al. [75], et aux prédictions théoriques de la simulation numérique par Gianfagna et al. [99] et Angelinelli et al. [12]. Le niveau de support non thermique obtenu est

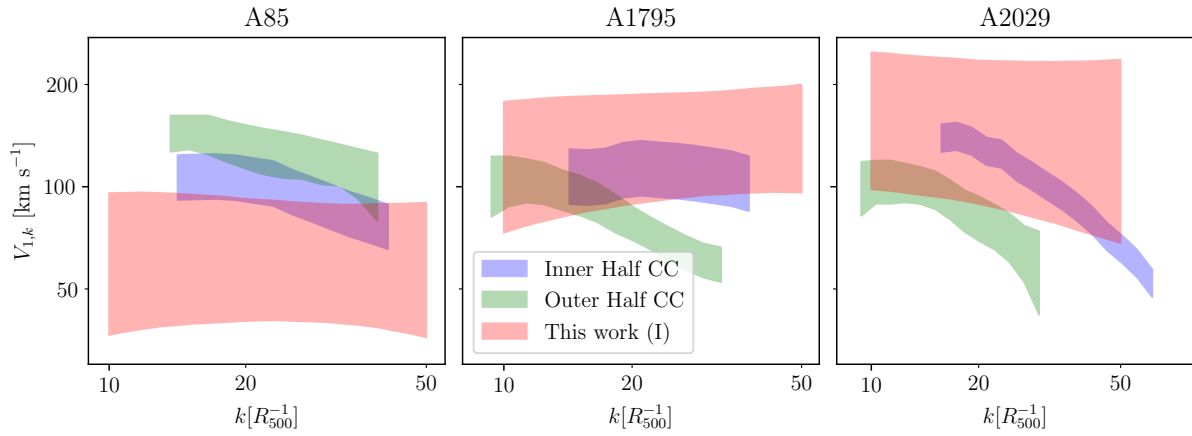


Figure 3.10: Comparaison de la vitesse à une composante $V_{1,k}$ de Zhuravleva et al. [253] dans la partie interne et externe des cœurs froids de chaque amas (définies respectivement pour des rayons entre $0 - R_{\text{cœur}}/2$, et $R_{\text{cœur}}/2 - R_{\text{cœur}}$, où $R_{\text{cœur}}$ est le rayon de cœur froid), et les résultats de cette thèse dans la région centrale (I) telle que définie dans le Tableau 3.2. L'enveloppe représente les percentiles 16-84 de $V_{1,k}$.

cohérent avec les mesures précédentes sur les amas X-COP à R_{500} Eckert et al. [75]. De manière semblable à ces travaux, la fraction de pression non-thermique que l'on détermine entre $0,5$ et $1 R_{500}$ est plus faible que ce qui est prédit par les simulations numériques. Cette divergence est accentuée vers le centre des amas jusqu'à un facteur de 10. Ici, les régions centrales contiennent des structures résiduelles telles que des spirales de *sloshing* et des cœurs froids, qui contaminent les mesures dans ces régions (voir les Sec. 3.5.2 et 3.5.4). Cela pourrait également indiquer que les amas observés sont plus relaxés et mieux thermalisés que ceux prédits dans les simulations numériques (par exemple, en raison d'une modélisation incomplète et/ou inexacte de la physique du gaz). De plus, d'autres processus physiques, tels que les rayons cosmiques ou les champs magnétiques, pourraient contribuer au support de pression non thermique [188]. Cependant, la combinaison des données radio disponibles pour les amas avec émission radio et/ou suffisamment de sources pour étudier la rotation de Faraday permet de fixer des contraintes sur la pression du champ magnétique à $\leq 1 - 2\%$, tandis que les limites supérieures tirées de la non-détection des rayons γ hadroniques permettent de mettre une limite supérieure forte au niveau de $\leq 1\%$ pour la contribution des rayons cosmiques dans le rayon de viriel des amas. Combinées, ces deux sources de pression non thermique devraient représenter $\leq 2 - 3\%$ du support de pression non thermique sur l'ICM dans le rayon de viriel. Des prédictions théoriques sur le profil radial de ces deux composantes sont proposées par Vazza et al. [232]. Plus récemment, des travaux par Botteon et al. [37] sur A2255 relient la turbulence à R_{500} , ou au-delà, à la pression non thermique. Avec une estimation de premier ordre, et limitée à cet

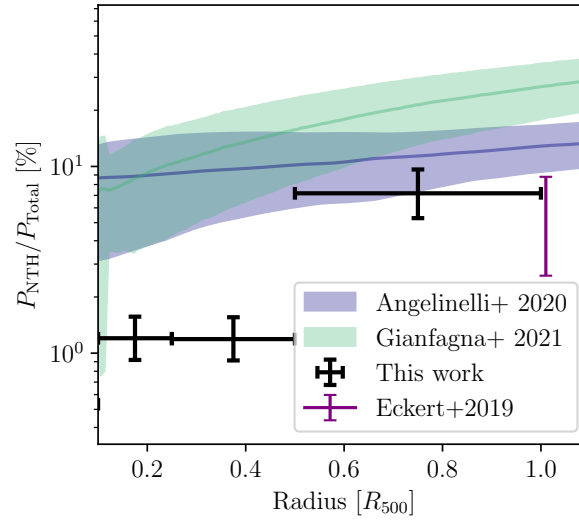


Figure 3.11: Comparaison de la fraction de la pression turbulente à la pression hydrostatique dans le ICM telle que mesurée pour l'échantillon X-COP (points noirs), comparée à la détermination précédente à R_{500} par [75, point violet]. La ligne bleue et verte et l'enveloppe associée montrent les prédictions pour le support de pression non thermique à partir des simulations numériques par Gianfagna et al. [99] avec les amas MUSIC et Angelinelli et al. [12] avec les amas ITASCA.

amas perturbé, ils estiment que seulement $\sim 10\%$ d'énergie turbulente (comparée à l'énergie thermique) à R_{500} pourrait expliquer l'émission diffuse détectée par LOFAR (en supposant un processus d'accélération de Fermi II).

3.5 | Discussions

3.5.1 | Dépendance du modèle de densité

Le modèle de densité choisi induit nécessairement ses propres fluctuations, introduisant ainsi un biais dans les statistiques des fluctuations de brillance. J'ai évalué l'impact du choix du modèle sur les statistiques des fluctuations de brillance de surface en utilisant les amas X-COP. Trois modèles sont comparés, chacun correspondant à des niveaux croissants de fidélité : un β -model circulaire [54], un β -model elliptique, et le modèle moyen « au repos ». En supposant que les fluctuations de brillance de surface sont distribuées selon une distribution log-normale [e.g 119, 207, 254], on ajuste une dispersion δ_{S_X} à l'intérieur de R_{500} :

$$\log S_X \sim \mathcal{N}(\log S_{X,0}, \delta_{S_X})$$

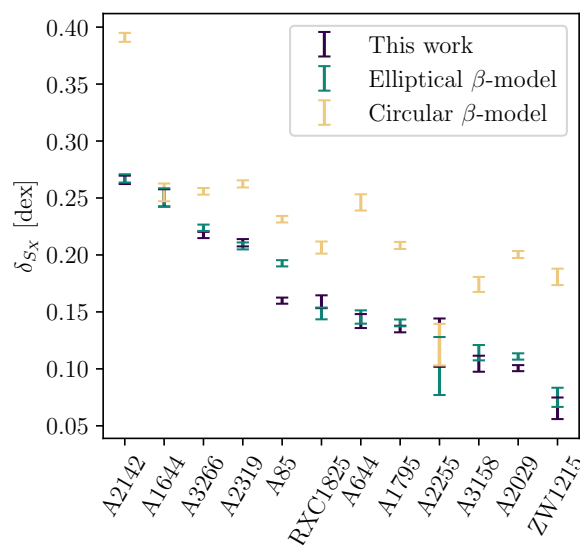


Figure 3.12: Déviation de la brillance de surface pour un modèle β circulaire, un modèle β elliptique, et le modèle utilisé dans cette thèse (voir 2.2.3) pour chaque amas de l'échantillon X-COP

En supposant que la brillance de surface moyenne, $S_{X,0}$, dans chaque pixel est donnée respectivement par les trois modèles proposés plus haut, je calcule la dispersion dans chaque pixel δ_{S_x} . Les résultats sont illustrés dans la Fig. 3.12. On observe une réduction systématique de la dispersion lorsqu'un modèle plus précis et/ou fidèle est utilisé, montrant que la manière la plus simple de réduire les fluctuations arbitraires est de tenir compte de l'ellipticité de la brillance de surface. La meilleure amélioration est la transition entre le modèle β circulaire et elliptique. Cela va de pair avec les résultats récents de [254] sur des simulations numériques, montrant que la prise en compte de l'ellipticité des amas peut réduire les fluctuations de densité mesurées par un facteur allant jusqu'à 2. De plus, on s'attend à ce que le potentiel gravitationnel formant la distribution de densité des amas soit intrinsèquement triaxial [p.ex. 131], ce qui motive le modèle de brillance de surface elliptique. L'inclusion de la triaxialité pourrait améliorer davantage la modélisation de la densité, mais comme expliqué en Sec. 2.2.3.1, elle ne peut pas être contrainte en utilisant simplement des images en rayons X dans la bande [0,7-1,2] keV. Les résidus structurels induits par les défauts de modélisation peuvent affecter les paramètres du spectre de puissance de l'Eq. 2.28. On s'attend à ce qu'ils augmentent la normalisation, car plus de fluctuations signifient plus de variance, qu'ils modifient la pente en raison de la présence de structures nettes et qu'ils affectent l'échelle d'injection, en fonction de la taille des résidus.

3.5.2 | Limitations de l’hypothèse du champ aléatoire gaussien

La méthodologie développée en Chap. 2 est formulée pour des fluctuations de densité supposées homogènes et isotropes. Sous cette hypothèse, elles peuvent être décrites par un GRF. Cette modélisation est valide tant que les fluctuations de densité proviennent de turbulences isotropes et homogènes, et que les fluctuations de densité sont linéairement liées à la vitesse turbulente. Dans le cas des amas X-COP, la présence de cœurs froids, de fusions et de *sloshing* provoque l’émergence de structures dans les fluctuations de brillance de surface qui sont mal décrites par un GRF. Même si ces structures (par exemple, le *sloshing*) provoquent des turbulences dans l’ICM [256], la méthodologie est probablement plus sensible aux fluctuations de brillance de surface générées par la structure en spirale elle-même plutôt qu’aux turbulences émergeant à l’interface des deux phases. Il en va de même pour la présence de bulles de plasma chaud provenant de la rétroaction de l’AGN central, qui provoque des sous-densités de gaz locales dans les régions centrales avec une taille caractéristique $\lesssim 10$ kpc [245]. Puisque la plus basse échelle spatiale accessible correspond à deux PSF pour satisfaire au critère de Shannon, ces sous-densités sont inaccessibles via XMM-Newton pour le *redshift* des amas X-COP (à $z = 0.05$, on peut étudier des modes de l’ordre $\gtrsim 15$ kpc au minimum avec XMM-Newton). Ces bulles montantes pourraient induire des fluctuations de densité, en excitant des ondes internes et des ondes sonores dans le milieu. Bien que les simulations prévoient qu’elles pourraient contribuer jusqu’à 20% de la chaleur dissipée dans l’ICM, les ondes sonores résultantes sont difficilement observables dans les fluctuations de brillance [55]. En revanche, dans les régions extérieures, on peut s’attendre à ce que des processus turbulents émergent de l’assemblage dynamique des structures. Ces processus pourraient être maintenus sur de longues périodes en raison des temps de relaxation importants [supérieures à l’âge de l’Univers, p.ex. 239] qui caractérisent les périphéries des amas et la propension à l’émergence d’instabilités magnétohydrodynamiques [168, 167].

On constate également que le centre des images est dominé par le *clumping* du gaz, c’est-à-dire, dans cette situation, les surdensités qui correspondent aux reliquats de l’histoire de l’assemblage dynamique de ces structures, autrement dit les spirales de *sloshing* ou les fronts froids. À l’inverse, les régions extérieures sont dominées par des fluctuations dues à des phénomènes turbulents, puisque les sous-structures sont identifiables et masquées dans le cadre de notre analyse. Pour atténuer la contamination des structures dans le centre, il faudrait inclure une modélisation fine de l’impact de la spirale de *sloshing*, ainsi que des fronts froids dans les résidus de brillance de surface. Il faudrait alors changer de modèle fondamental pour la description des fluctuations de densité, soit en modifiant l’hypothèse initiale du GRF et en utilisant un champ aléatoire plus informé et structuré, soit en incluant des composantes supplémentaires à la modélisation des fluctuations pour chaque sous-structure identifiée, qui serait à

voir au cas par cas pour chaque amas.

3.5.3 | Implications d'une turbulence non idéale

Dans les amas de galaxies, l'influence de la gravité est censée stratifier les écoulements turbulents. Cet effet tendra à supprimer le mouvement parallèle et à étirer les tourbillons dans la direction orthogonale au champ de gravité. Selon l'intensité de la stratification, l'hypothèse d'un champ gaussien isotrope pour la vitesse peut être rejetée, puisque des différences significatives apparaîtront entre la composante parallèle et orthogonale [152].

De plus, la stratification introduira un nouveau mode de cascade d'énergie. En plus de la cascade produisant de l'énergie thermique, l'énergie cinétique peut être convertie en énergie potentielle gravitationnelle par le biais de la poussée d'Archimède [p.ex. 32]. En déplaçant le gaz chaud vers des régions de densité plus faible, un contraste de densité supplémentaire apparaît et augmente les fluctuations totales de densité et de brillance de surface. Si la stratification n'est pas négligeable, ne pas prendre en compte cet effet peut impliquer que le nombre de Mach calculé est possiblement surestimé. Néanmoins, la relation $\mathcal{M}_{3D}/\sigma_\delta$ (voir Eq. 3.7) proposée par Simonte et al. [207] est calibrée sur des simulations cosmologiques incluant explicitement la stratification, ce qui devrait limiter ces biais dans les résultats.

3.5.4 | Limitations de l'équivalence $\sigma_\delta - \mathcal{M}_{3D}$

Comme dans la Sec. 3.5.2, on s'attend à ce que les fluctuations de densité observées au centre des amas ne soient pas nécessairement représentatives des phénomènes turbulents qui s'y déroulent. Par exemple, dans la Fig. 3.6, on observe simultanément une faible échelle d'injection et un indice spectral élevé dans la région centrale, ce qui peut être interprété comme la présence de structures nettes et discontinues dans les cartes de fluctuations. Ensuite, l'échelle d'injection augmente avec le rayon et la pente diminue, ce qui témoigne de la présence réduite de ces structures dans les régions extérieures. Des travaux précédents sur la turbulence, basés sur des simulations numériques, montrent que cette évolution radiale devrait être beaucoup plus faible pour le spectre de puissance de la vitesse [231]. Simonte et al. [207] ont montré que le spectre des fluctuations de densité était plus raide au centre des amas que dans les régions extérieures, et que sa normalisation augmente avec le rayon, tandis que le spectre de la vitesse reste assez invariant. Par ailleurs, ces auteurs ont aussi montré une meilleure corrélation entre les fluctuations de densité et les fluctuations de vitesse turbulente lorsqu'ils utilisaient uniquement des amas relaxés, de manière semblable à Zhuravleva et al. [254]. A contrario, la corrélation se détériore lorsqu'on ajoute les amas perturbés. La diminution de la corrélation entre fluctuations de densité et vitesses est directement associée à un plus grand nombre de structures

denses dans les régions centrales dans les amas perturbés. Cela suggère que les fluctuations de densité dans la région intérieur à $R_{500}/2$ sont probablement plus sensibles à la présence de sous-structures denses et relativement moins à la compression par des mouvements turbulents. D'autre part, mes mesures suggèrent que la région entre $R_{500}/2$ et R_{500} donne une meilleure corrélation globale entre les fluctuations de densité et de vitesse.

Étude de population sur CHEX-MATE

Résumé

L'échantillon CHEX-MATE est un échantillon de 118 amas sélectionnés via l'effet SZ et observés de manière homogène en rayons X. Son nombre élevé d'amas couvre une gamme variée de masse, de *redshift* et d'état dynamique, et représente une excellente opportunité d'étudier les propriétés des fluctuations de densité et des turbulences via l'approche indirecte que j'ai développée dans cette thèse. En utilisant cette méthodologie pour contrebalancer la variance d'échantillonnage, on peut établir des tendances statistiques entre les fluctuations de densités et les propriétés intrinsèques des amas. Un découpage sur plusieurs sous-échantillons d'état dynamique, de masse et de *redshift* me permet de montrer que l'intensité des fluctuations de densité corrèlent positivement à l'état dynamique des amas et négativement à la masse des amas. Le comportement vis-à-vis du *redshift* est plutôt fixe du fait de la proximité des amas étudiés. L'échelle d'injection que l'on mesure est principalement contrainte par les régions centrales, et les pentes des spectres sont compatibles avec des turbulences purement hydrodynamiques. La présence ou non de halo radio à basse fréquence n'est pas corrélée avec les propriétés des fluctuations de densité. En utilisant des relations d'échelles entre fluctuations de densité et dispersion de vitesse, j'obtiens un nombre de Mach $\mathcal{M}_{3D} \simeq 0.41 \pm 0.17$ sur l'ensemble de l'échantillon, ainsi qu'un biais de masse hydrostatique correspondant de l'ordre de $b_{\text{turb}} \simeq 0.09 \pm 0.06$, comparable à ce qui est prédit par les simulations numériques et observé dans les études de lentillage gravitationnel.

4.1 | Introduction

4.1.1 | L'échantillon CHEX-MATE

L'échantillon *Cluster HEritage project with XMM-Newton : Mass Assembly and Thermodynamics at the Endpoint of structure formation* (CHEX-MATE), présenté dans la publication The CHEX-MATE Collaboration [219], est basé sur un programme d'observation de classe *Heritage* avec le satellite *XMM-Newton*. Le programme a pour but l'étude des propriétés statistiques, du chauffage non-gravitationnel, de l'assemblage dynamique et du biais hydrostatique dans un échantillon d'amas locaux. Ces travaux s'appuient un échantillon complet et homogène de 118 amas en rayons X, sélectionné via effet SZ dans le second catalogue de *Planck* [223] avec un signal sur bruit > 6.5 . L'échantillon CHEX-MATE est découpé en deux sous-échantillons majeurs, le *Tier 1* représente un ensemble de 61 amas locaux ($z < 0.2$) sur une gamme de masse variée ($10^{14}M_{\odot} < M_{500} < 10^{15}M_{\odot}$), et le *Tier 2* constitue un échantillon de 61 amas massifs ($M_{500} > 7 \times 10^{14}M_{\odot}$) ayant des *redshifts* allant jusqu'à 0.6. L'échantillon global, ainsi que les *Tiers* 1 et 2 sont illustrés en Fig. 4.1 dans le plan masse-*redshift*. L'homogénéité de cet échantillon a été contrainte afin de répondre à diverses problématiques, telles que l'estimation de la masse des amas à partir de leur contenu baryonique, l'étude de leurs propriétés statistiques et la compréhension de leur assemblage au cours du temps. L'échantillon est doté d'une couverture dans d'autres longueurs d'onde, fournissant notamment des estimations de masse indépendantes par lentillage gravitationnel, ainsi que des observations en SZ à haute résolution spatiale dans des campagnes d'observations telles que celle d'ACT [8], ou de NIKA2 [145]. Les images en rayons X de cet échantillon ont été acquises par *XMM-Newton*, avec des temps d'expositions garantissant une reconstruction homogène de la température du gaz à R_{500} avec une précision de l'ordre de $\sim 15\%$.

Dans ce chapitre, j'utilise uniquement les images en rayons X pour contraindre les propriétés des fluctuations de densité dans les amas CHEX-MATE. La réduction des données est effectuée par la collaboration, en utilisant une méthodologie comparable à celle appliquée sur l'échantillon X-COP, permettant d'obtenir des images dans la bande [0,7 - 1,2] keV. Les détails de la procédure sont abordés par Bartalucci et al. [25]. Une galerie des premières images *XMM-Newton* (avant l'uniformisation des expositions) est proposée en Fig. 4.3. Deux différences majeures sont à noter entre les échantillons X-COP et CHEX-MATE. Tout d'abord, les amas X-COP sont très proches et leur taille apparente est supérieure à celles des amas CHEX-MATE. Avec cet échantillon, on ne pourra pas sonder les petites échelles spatiales, par manque de résolution angulaire. Cela pose aussi un problème de signal sur bruit, puisque les amas plus petits et plus lointains auront en général un signal plus faible que les amas X-COP. L'analyse sur CHEX-MATE doit donc tenir compte de cet effet d'éloignement, et pour ça on définit pour

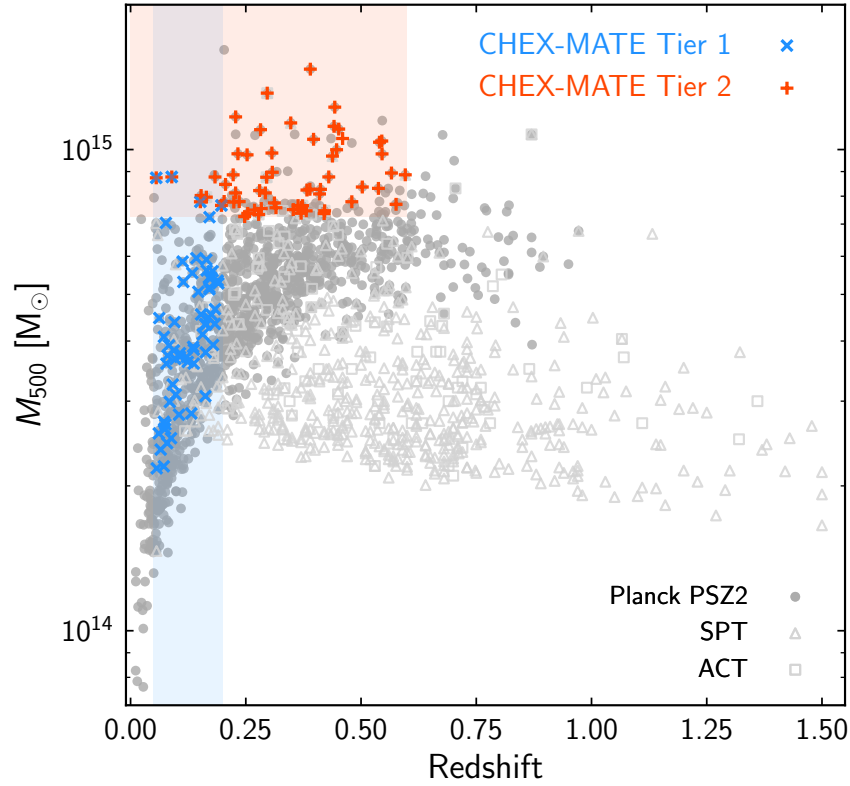


Figure 4.1: Échantillon CHEX-MATE dans le plan masse-*redshift*. Adapté de The CHEX-MATE Collaboration [219]

chaque amas une échelle minimale ℓ_{low} pour l'étude des fluctuations, dépendante du *redshift* de l'amas :

$$\ell_{\text{low}} \simeq 0.123 \times z + 0.023 [R_{500}] \quad (4.1)$$

Cette forme permet de s'assurer une homogénéité des échelles étudiées sur l'ensemble de l'échantillon, comme illustré en Fig. 4.2. Le signal, plus faible en moyenne lorsque comparé à X-COP, invite à étudier les amas dans leur intégralité, sans les diviser en anneaux. Cela permet de maximiser le signal ainsi que les contraintes associées, en particulier lorsqu'on étend l'étude sur tout l'échantillon. La seconde différence majeure provient de la variété des amas contenus dans l'échantillon CHEX-MATE. En effet, X-COP contient uniquement des amas massifs et proches, là où CHEX-MATE contient une gamme variée d'amas, aussi bien en masse qu'en *redshift* ou en termes d'état dynamique. La taille de l'échantillon permet alors d'effectuer des études de population avec une statistique comparable à l'étude X-COP, pour un ensemble varié de sous-échantillons.

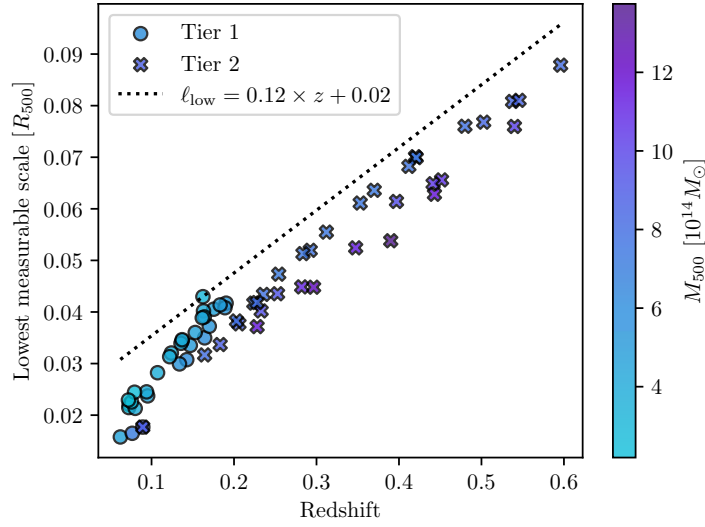


Figure 4.2: Plus petite échelle accessible en fonction du *redshift* pour l'ensemble des amas de CHEX-MATE.

Échantillon	Définition	Taille
State (I)	$0.001 < w < 0.005$	22
State (II)	$0.005 < w < 0.011$	21
State (III)	$0.011 < w < 0.019$	21
Mass (I)	$2.2 < M_{500} < 3.77$	11
Mass (II)	$3.77 < M_{500} < 4.65$	10
Mass (III)	$4.65 < M_{500} < 8.77$	10
Redshift (I)	$0.09 < z < 0.26$	12
Redshift (II)	$0.26 < z < 0.42$	11
Redshift (III)	$0.42 < z < 0.6$	11
Radio halo	Halo dans LOFAR	8
No radio halo	Pas de halo dans LOFAR	13

Table 4.1: Définition des sous-échantillons utilisés dans l'analyse. Les masses sont en unité de $10^{14} M_{\odot}$.

4.1.2 | Division en sous-échantillons

Dans ce chapitre, j'applique donc la méthodologie du Chap. 2 sur CHEX-MATE. Cette approche permet d'estimer les paramètres associés aux fluctuations de densité de l'ICM, mais avec des incertitudes relativement élevées du fait de l'inclusion de la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur. La méthode la plus simple pour contrebalancer cette variance est de mener une analyse des fluctuations de densité sur un échantillon d'amas pour augmenter la statistique (Cf. Chap. 3). L'échantillon CHEX-MATE, par son grand nombre d'amas, offre

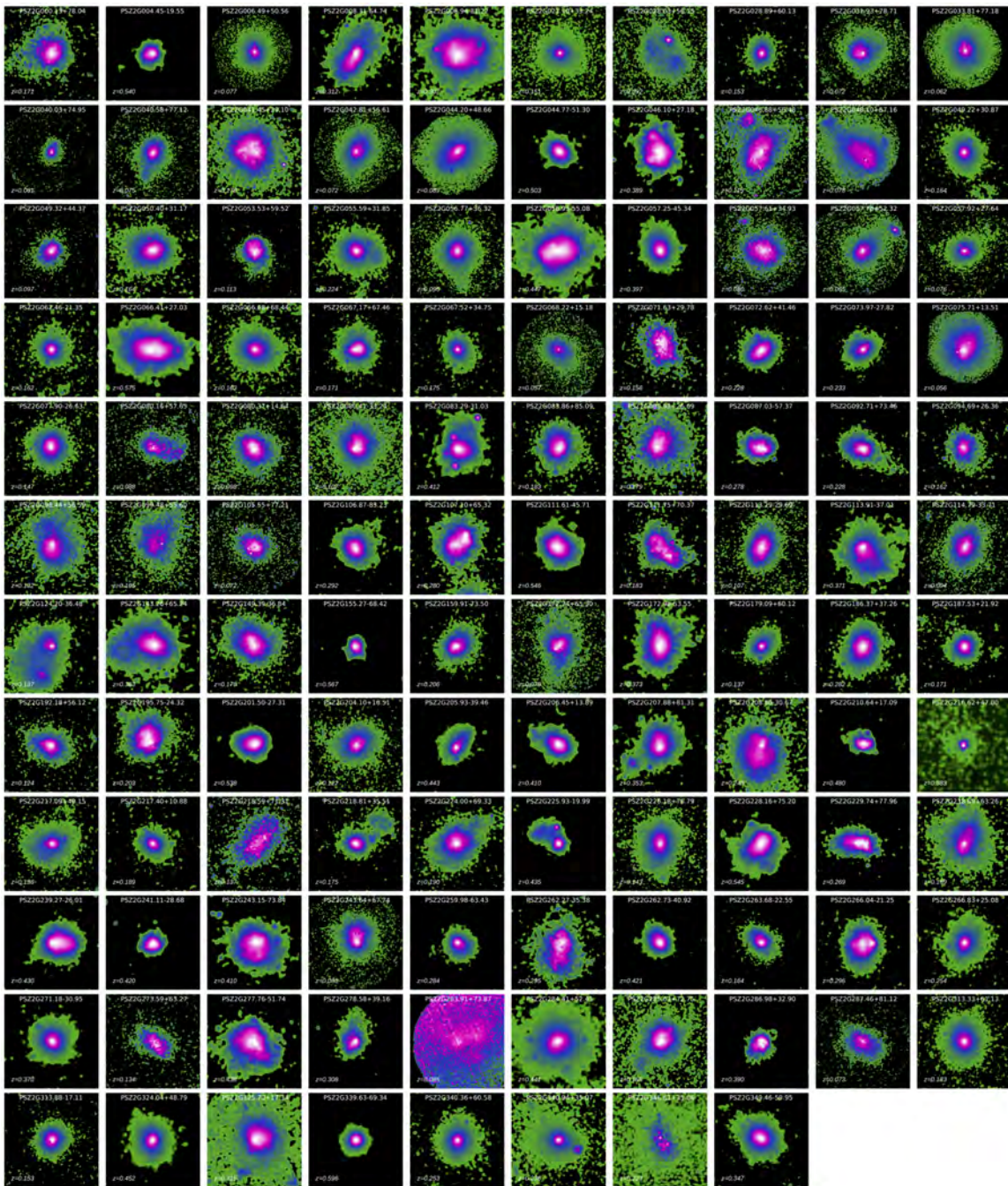
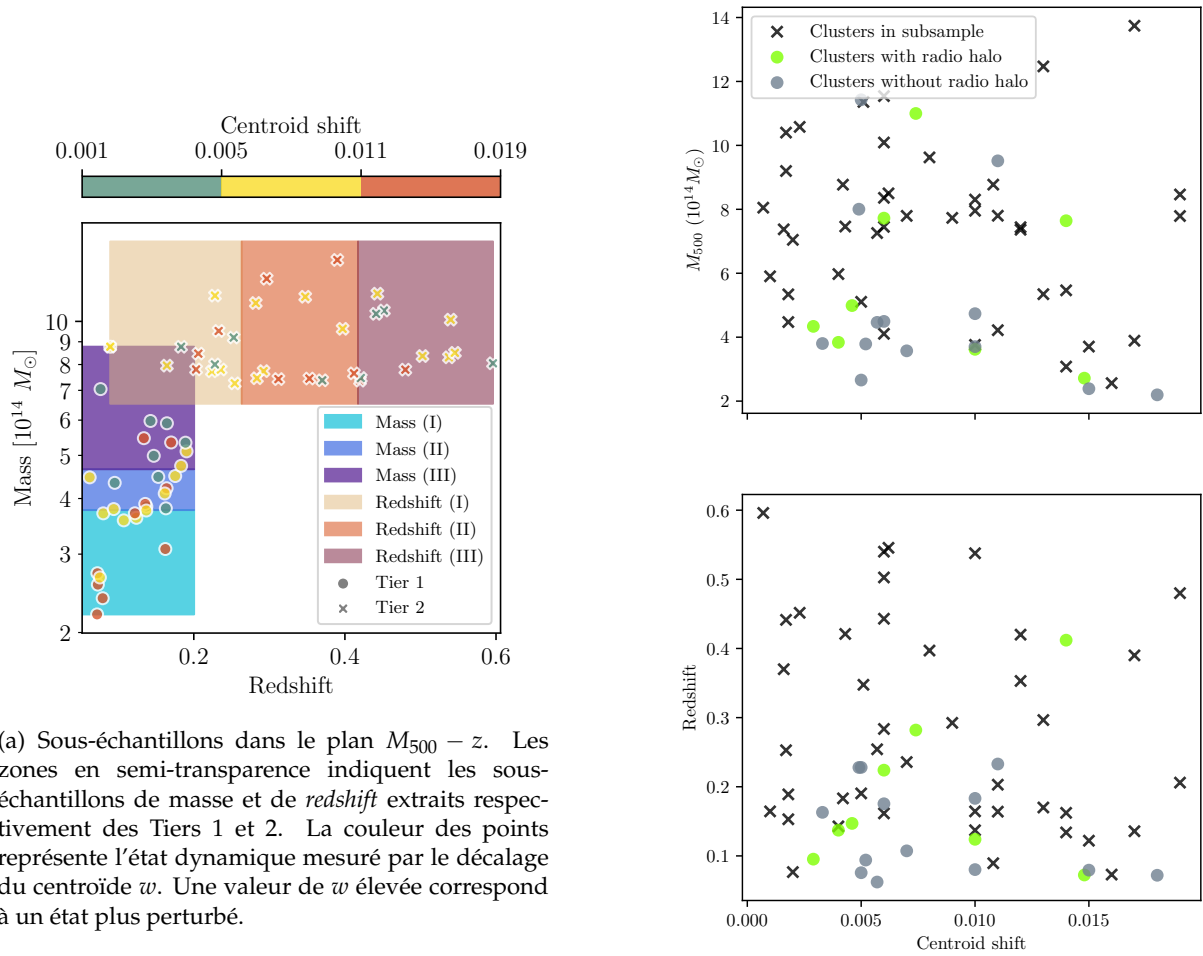


Figure 4.3: Galerie d’images XMM-*Newton* des 118 cibles de CHEX-MATE sur un champ de vue de $2.4 R_{500}$. Les sources ponctuelles sont masquées et remplacées par l’émission moyenne de l’amas autour des sources, et les images corrigées par l’exposition et lissées avec un noyau gaussien ($\sigma = 7,5''$). Certains de ces amas ont été depuis observés de nouveau afin d’homogénéiser l’échantillon. Adapté de The CHEX-MATE Collaboration [219]



(a) Sous-échantillons dans le plan $M_{500} - z$. Les zones en semi-transparence indiquent les sous-échantillons de masse et de *redshift* extraits respectivement des Tiers 1 et 2. La couleur des points représente l'état dynamique mesuré par le décalage du centroïde w . Une valeur de w élevée correspond à un état plus perturbé.

(b) Corrélations entre la masse M_{500} , le *redshift* z et le décalage du centroïde w

Figure 4.4: Représentation des sous-échantillons de CHEX-MATE

l'opportunité de définir des sous échantillons spécifiques afin d'étudier les propriétés des fluctuations de densité (et turbulences associées) en fonction de la nature des amas, en particulier en fonction de l'état dynamique, de la masse et du *redshift*.

Une première étape de nettoyage de l'échantillon est requise. En effet, la modélisation du Chap. 2 est efficace sur les amas réguliers. Les amas perturbés, qui présentent de forts écarts par rapport à la symétrie sphérique, produisent des fluctuations de densité très inhomogènes en raison des résidus structurels. L'approche que j'utilise n'est pas à même de décrire efficacement les amas doubles, en état de fusion avancée, ou avec des résidus structurels très marqués comme les spirales de *sloshing* ou les fronts froids résiduels (voir par exemple la spirale de *sloshing* de G044.20+48.66 ou le *Bullet Cluster* G266.04-21.25 dans la Fig. 4.6). Pour atténuer ces

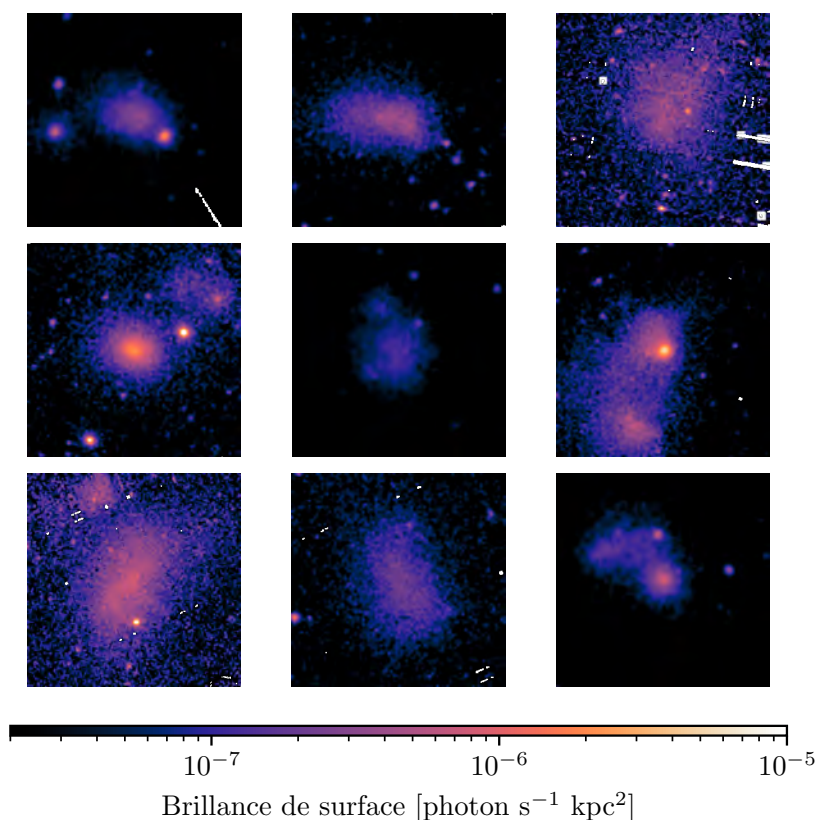


Figure 4.5: Échantillon d'amas de CHEX-MATE visuellement classés comme perturbés. Ces amas sont systématiquement exclus de l'analyse.

biais, les amas pour lesquels ma méthodologie n'est pas adaptée sont systématiquement exclus grâce à une classification morphologique. Campitiello, Ettori et Lovisari [50] ont extrait les paramètres morphologiques de l'échantillon CHEX-MATE et les a comparés à une classification visuelle en trois classes : i) relaxés, ii) intermédiaires, iii) perturbés. Le décalage du centroïde w (Cf Sec. 3.3.2) a été calculé pour chaque amas de l'échantillon, et montre une bonne séparation des trois états. Dans le cas de CHEX-MATE, le seuil $w > 0.02$ permet de retirer l'ensemble des amas visuellement classés comme perturbés, dont un échantillon représentatif est proposé en Fig. 4.5. Cette valeur est comparable à celle proposée par Lovisari et al. [139] pour classer les amas perturbés. Il convient de noter que malgré ce seuil, certains amas perturbés restent sélectionnés, comme G266.04-21.25, le "Bullet Cluster". En plus de ce seuil de perturbation, les amas doubles, ainsi que les amas contaminés par l'émission galactique [en particulier les amas CIZA, voir 72], l'émission de l'amas de la Vierge, ou par des amas d'avant-plan ou d'arrière-plan ont été également exclus.

L'échantillon est alors subdivisé en plusieurs sous-échantillons définis dans la Tab. 4.1 et

illustrés dans la Fig. 4.4(a). Afin d'étudier la dépendance entre les paramètres des fluctuations de densité et la masse des amas, leur *redshift* et leur état dynamique, l'échantillon est divisé en intervalles de nombre égal. Le choix de trois intervalles par classe étudiée permet de garantir un nombre d'amas similaire à X-COP pour les sous-échantillons de masse et de *redshift*. En effet, CHEX-MATE se base sur deux sous-échantillons, les *Tiers* 1 et 2, qui sont respectivement composés d'amas proches de masses variables, et d'amas de haute masse avec des *redshifts* variables. La séparation en masse et en *redshifts* est respectivement effectuée sur ces deux sous-échantillons. La séparation de l'état dynamique est effectuée sur l'ensemble de l'échantillon en fonction du paramètre w , permettant de classer les amas du plus relaxé au plus perturbé. Pour étudier la corrélation entre les fluctuations de brillance de surface et les données radio, je définis également deux sous-échantillons d'amas contenant ou non un halo radio dans le relevé de LOFAR (Cf. Sec. 1.3.3). Ceci est expliqué en détail dans la Sec. 4.2.2. Les faibles corrélations entre les sous-échantillons sont illustrées en Fig. 4.4(b), ce qui permet de minimiser les confusions éventuelles lors de l'interprétation des résultats, mis à part pour la prédominance des amas de faible masse pour les valeurs élevées de w .

4.2 | Résultats

4.2.1 | Contraintes jointes sur les sous-échantillons

Comme expliqué plus tôt, la variance d'échantillonnage peut être atténuée en sommant les vraisemblances individuelles de plusieurs amas, ce qui est équivalent à considérer chaque amas comme une observation individuelle du champ de fluctuation de densité. J'ai donc appliqué la méthodologie du Chap. 2 sur l'ensemble de l'échantillon CHEX-MATE, afin de déterminer dans l'ordre un modèle ajusté d'émission « au repos », une carte de fluctuation, un spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface et enfin la distribution *a posteriori* des paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité, modélisé comme étant une cascade de Kolmogorov (voir Eq. 2.28). Les cartes de fluctuations obtenues après ajustement du modèle « au repos » sont illustrées en Fig. 4.6. En comparaison aux amas X-COP, la taille apparente et la brillance de surface des amas CHEX-MATE sont plus faibles. Comme les cœurs des amas sont souvent contaminés par des cœurs froids et des résidus structurels, l'impact de l'exclusion de la partie centrale jusqu'à $0,15 R_{500}$ lors de l'analyse peut renseigner sur l'effet de ces résidus sur la détermination des paramètres globaux. Les distributions *a posteriori* des fluctuations de densité et leurs spectres de puissance associés, estimés sur l'ensemble de l'échantillon entièrement nettoyé, sont représentés dans la Fig. 4.10, avec et sans exclusion du cœur. Ceux-ci sont comparés aux résultats précédents obtenus sur l'échantillon X-COP, intégrant les résultats de la publication précédente [71] pour les deux anneaux entre 0,1-0,25 et

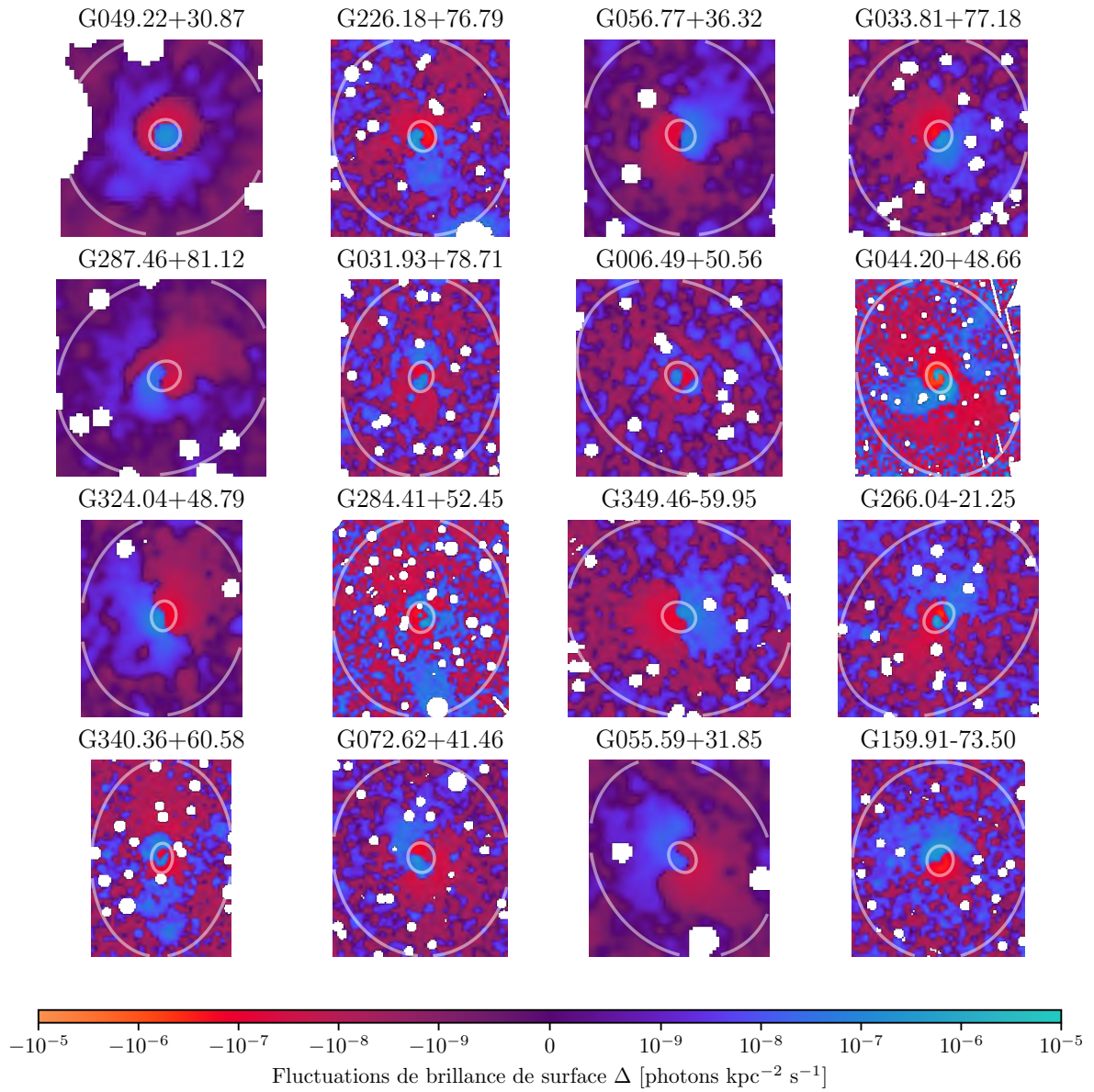


Figure 4.6: Galerie des cartes de fluctuations de brillance ($1/4$) pour les 63 amas utilisés dans l'analyse. Les deux anneaux marquent respectivement les rayons $0,15$ et $1R_{500}$.

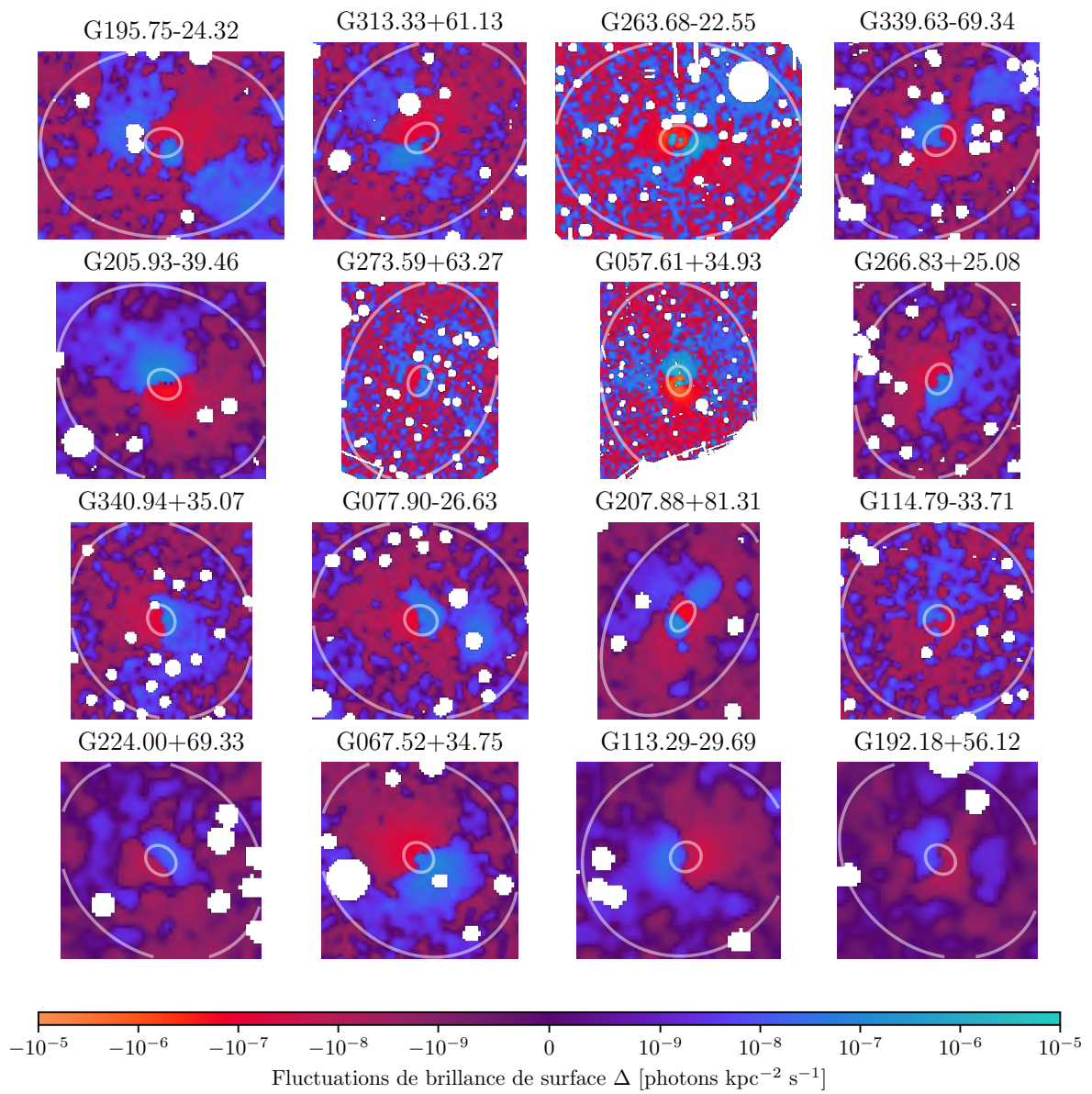


Figure 4.7: Galerie des cartes de fluctuations de brillance (2/4)

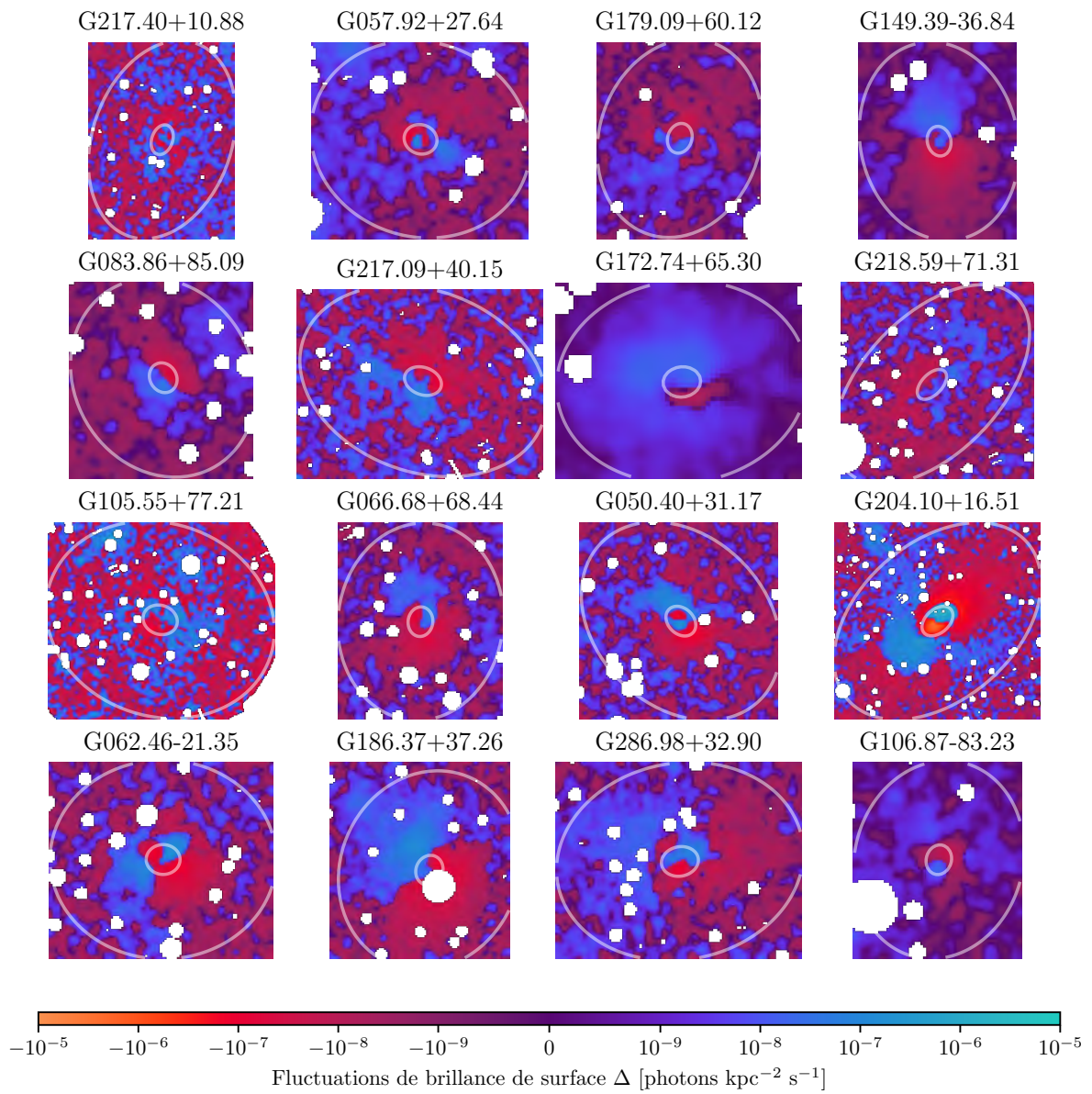


Figure 4.8: Galerie des cartes de fluctuations de brillance (3/4)

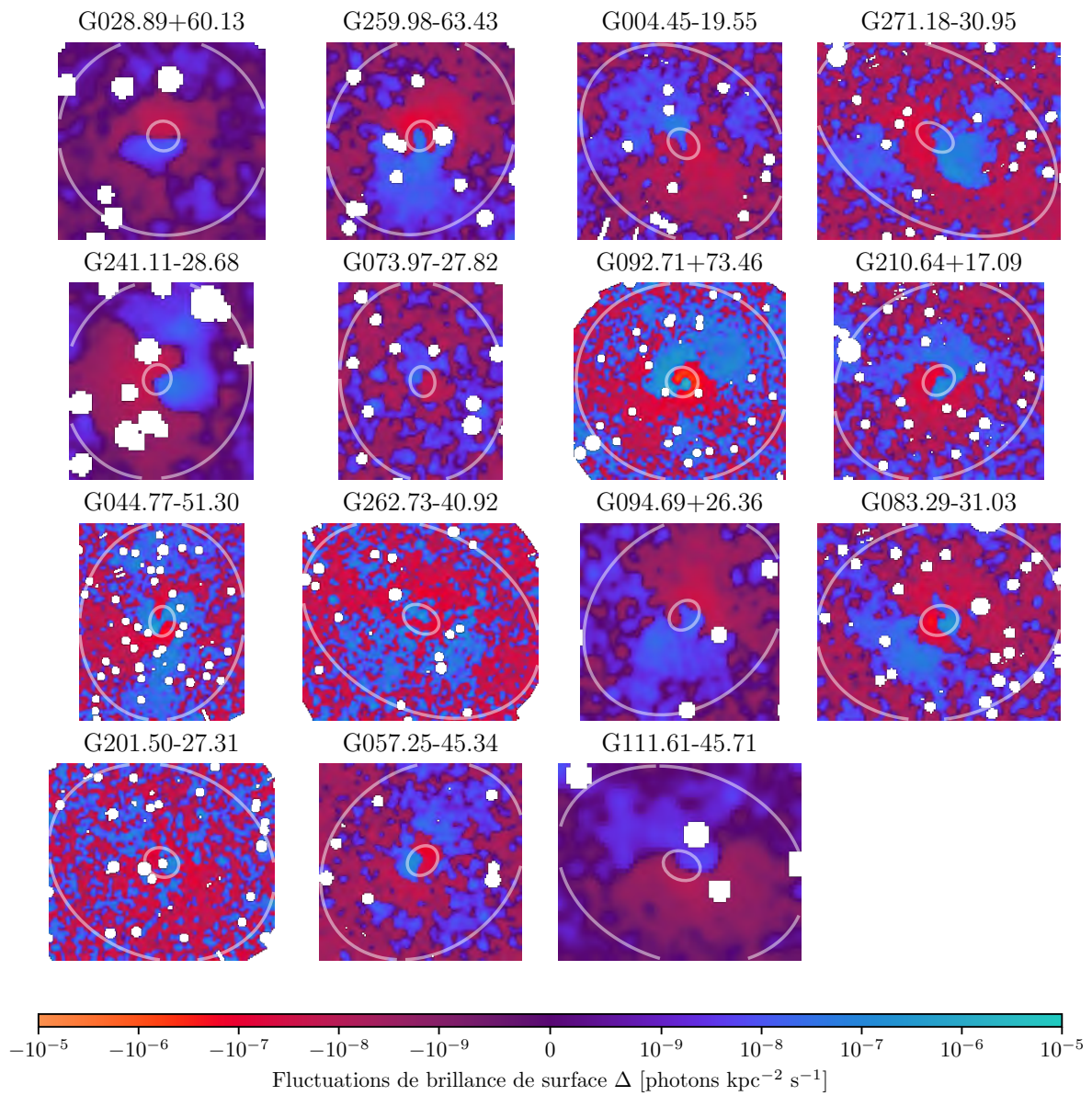


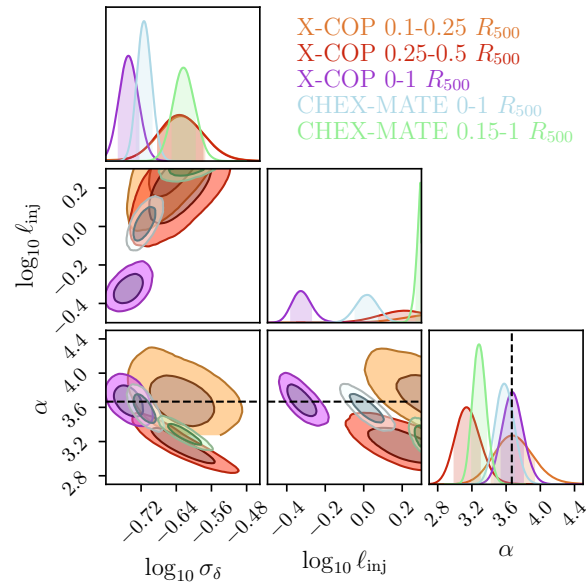
Figure 4.9: Galerie des cartes de fluctuations de brillance (4/4)

0,25-0,5 R_{500} ainsi que tout R_{500} . Les résultats obtenus pour la variance des fluctuations σ_δ et la pente α de CHEX-MATE sont structurellement compatibles avec les anneaux X-COP 0,1-0,25 et 0,25-0,5 R_{500} , sauf pour l'échelle d'injection ℓ_{inj} . La pente de l'analyse CHEX-MATE incluant le cœur, comme pour X-COP, est compatible avec K41.

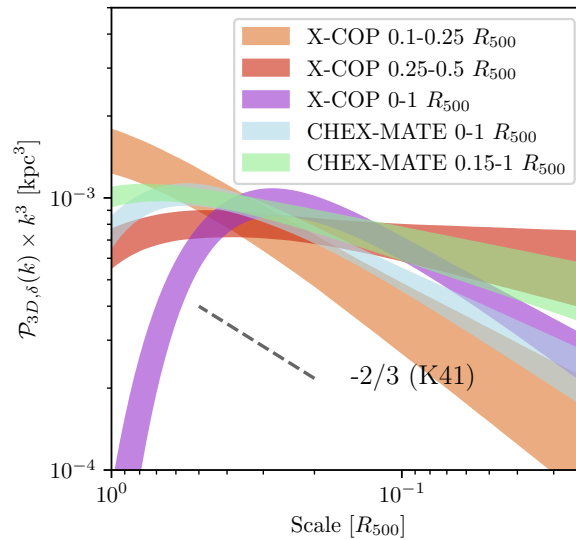
La principale différence entre l'analyse avec et sans exclusion du cœur des amas est une augmentation de la variance des fluctuations, ce qui peut suggérer que les amas sont généralement plus perturbés dans les régions extérieures. On observe également une diminution de la pente, ce qui peut indiquer que, soit le bruit de Poisson prédomine dans les régions extérieures, soit les processus turbulents subissent une réinjection à plusieurs échelles, réduisant la pente du spectre observé. De plus, les processus dynamiques dans les cœurs des amas, tels que la rétroaction de l'AGN central et le *sloshing* du gaz, ont une échelle d'injection plus petite que celle des régions extérieures, dominées par les événements d'accrétion et de fusion. La distribution finale de l'échelle d'injection est donc une moyenne entre la faible injection au centre et les hautes injections des parties extérieures. Cela explique pourquoi lors de l'inclusion de la région centrale, la contrainte sur ℓ_{inj} est localisée autour de R_{500} , et qu'elle se transforme en une simple limite supérieure lorsque le cœur est exclu. Une explication similaire peut justifier la différence entre les analyses sur X-COP et CHEX-MATE. La taille apparente des amas CHEX-MATE est plus faible que celle des amas X-COP, limitant ainsi l'accès aux fluctuations de petite échelle au centre. Cette analyse est donc moins sensible aux petites échelles d'injection caractéristiques de la turbulence dans les régions centrales. La Fig. 4.10 appuie cette justification en montrant que les contraintes de X-COP sont compatibles avec CHEX-MATE pour les anneaux extérieurs.

Les distributions *a posteriori* obtenues pour les sous-échantillons d'état dynamique, de masse et de *redshift* sont illustrées en Fig. 4.11 avec les régions centrales et dans la Fig. 4.12 sans les régions centrales. Les notations (I), (II), (III) pour chaque sous-échantillon indiquent une augmentation de la quantité utilisée pour le définir. Par exemple, *State* (I) contient les amas les plus relaxés tandis que *State* (III) contient les plus perturbés. La séparation par états dynamiques (Fig. 4.11(b) et Fig. 4.12(b)) montre une augmentation de la variance des fluctuations avec le décalage du centroïde w . Ces résultats peuvent également être comparés à ceux trouvés pour l'échantillon X-COP [71], c'est-à-dire une corrélation positive entre les indicateurs dynamiques qui augmentent avec la perturbation de l'amas (voir Fig. 3.8). Malgré de telles différences, une cascade de Kolmogorov/hydrodynamique (avec des pentes de $-11/3$) semble être une bonne approximation pour le type de fluctuations se développant dans de tels systèmes.

Séparer les amas en sous-échantillons en fonction de leur masse (Fig. 4.11(c) et Fig. 4.12(c)) permet de montrer une corrélation non triviale entre la masse et la variance des fluctuations. Une précédente étude observationnelle [111] montre une légère anti-corrélation entre les fluctuations relatives de densité (comparable au nombre de Mach) et les masses, qui diminuent d'un facteur 1,5 des amas les moins massifs aux plus massifs. Pour CHEX-MATE, les échan-



(a) Distributions *a posteriori* de l'écart-type, σ_δ , de l'échelle d'injection, ℓ_{inj} , et de l'indice spectral α des paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité, estimés CHEX-MATE et comparés aux paramètres obtenus sur X-COP dans les anneaux 0,1-0,25 et 0,25-0,5 R_{500} . La ligne pointillée noire représente l'indice attendu pour K41.



(b) Distribution *a posteriori* des spectres de puissance 3D associés aux paramètres des fluctuations, tels que définis par l'Eq. 2.28. Les bandes colorées correspondent aux percentiles 16-84 et contiennent la variance d'échantillonnage. Les pentes en pointillés indiquent le comportement attendu pour K41.

Figure 4.10: Comparaison des propriétés des fluctuations de densité obtenues pour les échantillons X-COP et CHEX-MATE.

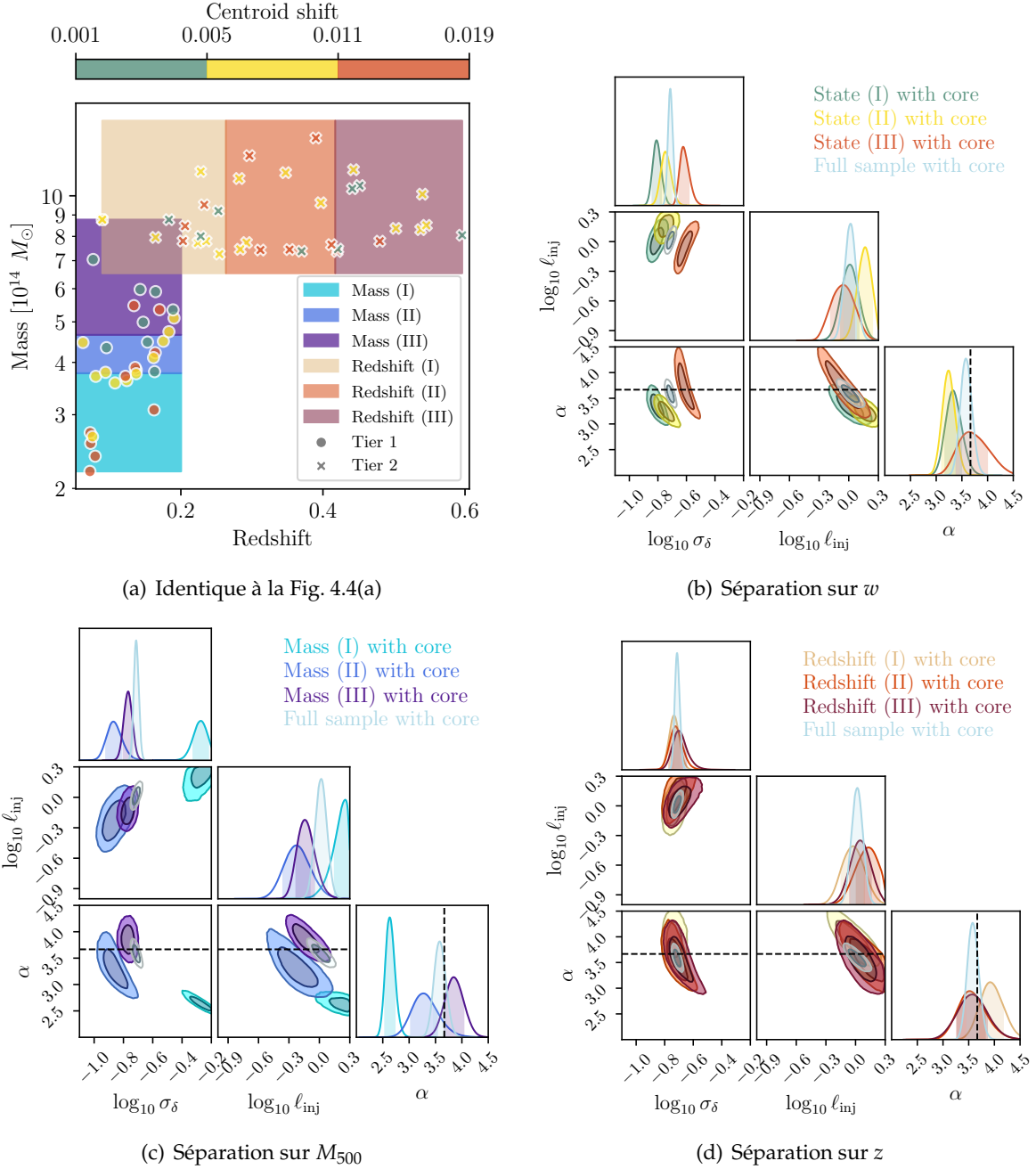


Figure 4.11: Distributions *a posteriori* de l'écart-type, σ_δ , de l'échelle d'injection, ℓ_{inj} , et de l'indice spectral α des paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité, évalués sur les sous-échantillons définis dans la Tab. 4.1, en incluant la région centrale. On observe en particulier une augmentation de σ_δ avec l'état dynamique, un comportement non-trivial vis-à-vis de la masse, et peu de dépendance au *redshift*.

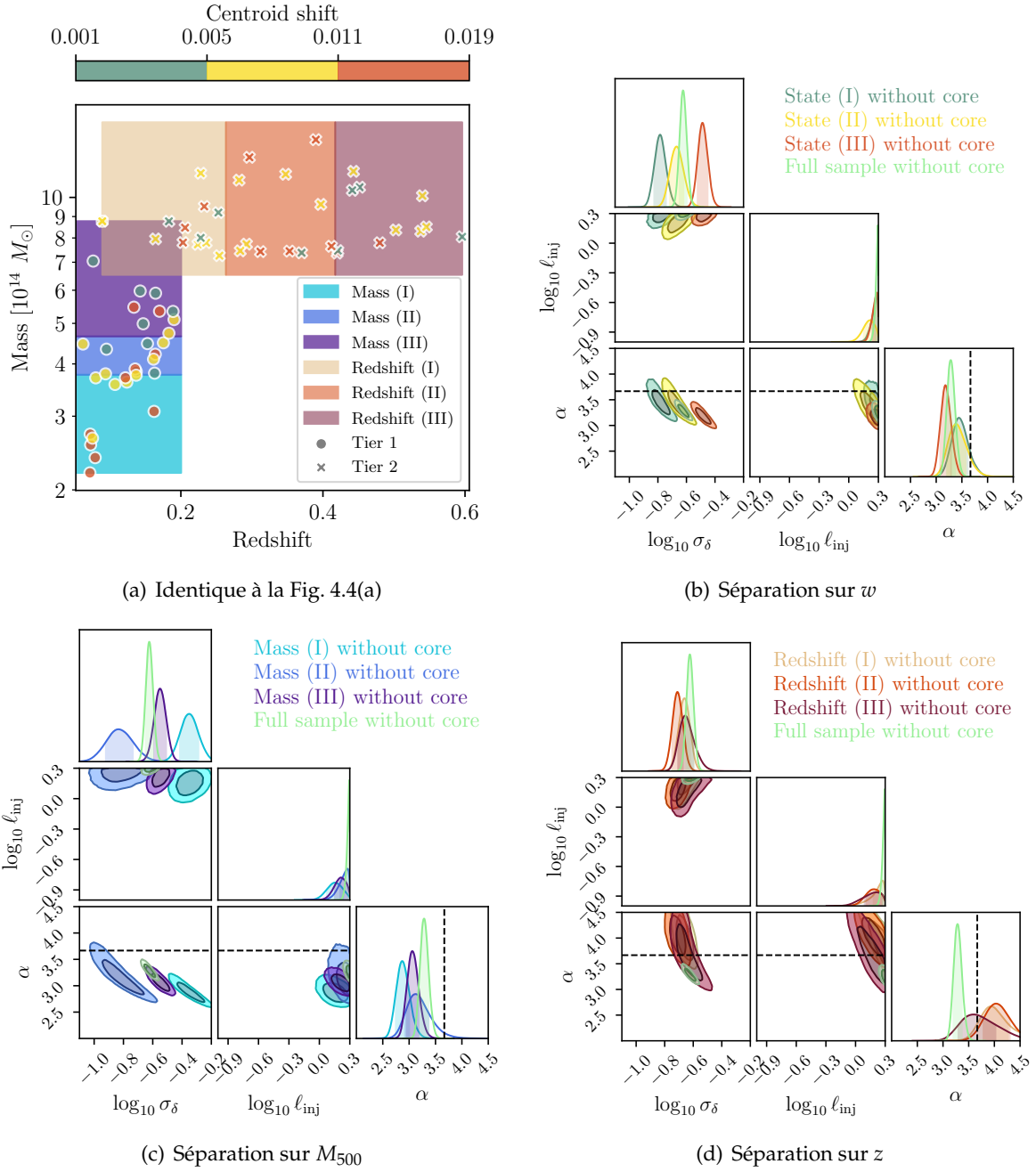


Figure 4.12: Distributions *a posteriori* de l'écart-type, σ_δ , de l'échelle d'injection, ℓ_{inj} , et de l'indice spectral α des paramètres du spectre de puissance des fluctuations de densité, évalués sur les sous-échantillons définis dans la Tab. 4.1, en excluant la région centrale. On observe en particulier une augmentation de σ_δ avec l'état dynamique, un comportement non-trivial vis-à-vis de la masse, et peu de dépendance au *redshift*. À la différence du cas où le centre est inclus, les échelles d'injections ne sont pas contraintes.

tillons de masse les plus élevés et les plus bas suivent cette tendance, mais l'échantillon de masse intermédiaire montre une normalisation plus faible. Il faut cependant remarquer que l'échantillon de faible masse ne contient aucun objet de *State* (I), c'est-à-dire les amas les plus relaxés de cet échantillon ; le niveau élevé de normalisation mesuré peut donc également être lié à l'état dynamique à l'intérieur de cet échantillon. Pour l'échelle d'injection, on s'attend à ce que les amas se virialisent de manière auto-similaire, cependant, les processus à l'œuvre dans les régions centrales des amas induisent des déviations caractéristiques qui dépendent du processus à l'œuvre. Par exemple, l'échelle d'injection est de l'ordre de $\sim R_{500}$ lorsqu'on inclut les régions centrales. Pourtant, les systèmes de masse inférieure peuvent avoir des échelles d'injection faibles, probablement en raison de l'impact relativement plus fort de la rétroaction des AGN [p.ex. 91], mais l'ensemble reste compatible à l'exception de l'échantillon de faible masse. La pente demeure quasi-invariante avec la masse, suggérant de nouveau un type de turbulence similaire (hydrodynamique).

Le dernier graphique (Fig. 4.11(d) et Fig. 4.12(d)) montre la séparation de l'échantillon sur les différentes plages de *redshifts* du *Tier 2*. À de hauts *redshift* ($z \gtrsim 1$), on s'attend à ce que les amas de galaxies subissent des fusions plus fréquentes, ce qui peut induire une turbulence et des fluctuations de densité plus fortes dans l'ICM. Avec l'augmentation du *redshift*, on observe une légère augmentation de la variance de la densité (donc de la turbulence) et des échelles d'injection. Cependant, les amas les plus distants de CHEX-MATE atteignent au plus $z \sim 0,5 - 0,6$, soit une époque où le taux de fusion des amas est déjà faible. Ainsi, la plupart des paramètres de fluctuations semblent invariants au sein de cet échantillon.

4.2.2 | Corrélation avec les données radio

La présence de turbulence dans l'ICM est censée induire une accélération des particules par des mécanismes de type Fermi II [p.ex. 41], ce qui peut expliquer l'émergence de halos radio dans les amas de galaxies. Pour rappel (Cf. Sec. 1.4.2), Eckert et al. [76] ont la corrélation entre les fluctuations de brillance de surface en rayons X à 150 kpc et la puissance du halo radio à 1,4 GHz sur un échantillon de 51 amas. Cette corrélation n'a pas été retrouvée par Zhang et al. [246] sur un échantillon de 36 halos, détectés à des fréquences plus basses avec LOFAR. Ces auteurs n'ont pas pu confirmer la bi-modalité, en raison de la taille de l'échantillon, et ne trouvent pas d'indications claires d'une corrélation entre la dispersion de vitesse et la puissance radio à 150 MHz, possiblement à cause de la différence entre les halos de l'échantillon LOFAR, contenant plus d'objets avec un spectre radio ultra-raide, et la population étudiée par Eckert et al. [76]. Dans cette section, j'utilise un sous-échantillon de CHEX-MATE couvert par l'échantillon LOFAR afin d'étudier les corrélations entre les fluctuations de densité et la présence de radio halo, sur toutes les échelles spatiales disponibles. J'utilise les données sur la puissance des halos

radios mesurés dans le relevé LoTSS-DR2 [36]. Cet échantillon couvre 40 amas de l'échantillon CHEX-MATE, dont 18 contiennent des halos radio détectés. La procédure précédente de filtrage et d'exclusion des amas les plus perturbés est appliquée, réduisant le nombre d'amas à 9 avec halo et 14 sans halo, leurs propriétés sont illustrées en Fig. 4.13(a).

Ces informations sont utilisées pour séparer les amas avec et sans halos radio. Dans la Fig. 4.13(b), les résultats obtenus pour l'analyse divisée sur les amas communs avec LOFAR, avec et sans halo radio, sont illustrés. Les paramètres obtenus pour les amas avec ou sans halo radio sont compatibles, et on n'observe pas de différence significative entre les deux sous-échantillons. Il est important de noter que l'exclusion des amas les plus perturbés nous conduit à étudier une population de halos radio différente des populations précédemment étudiées par Eckert et al. [76] et Zhang et al. [246].

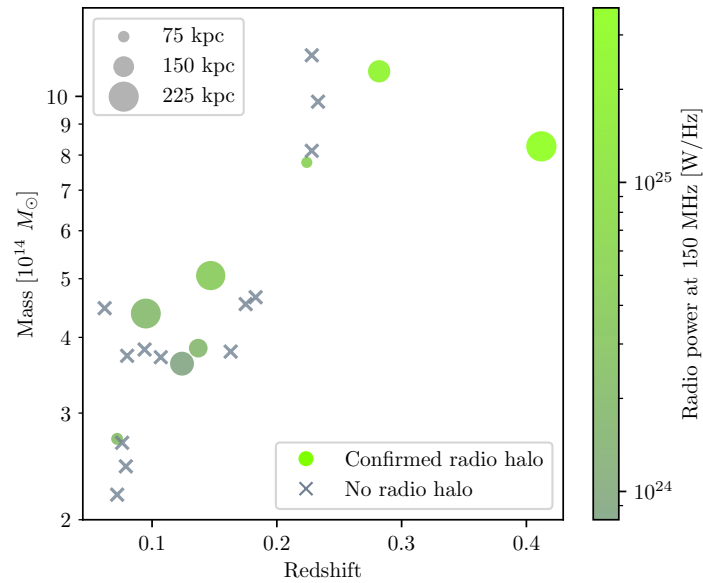
4.3 | Discussions

4.3.1 | Interprétation en turbulence

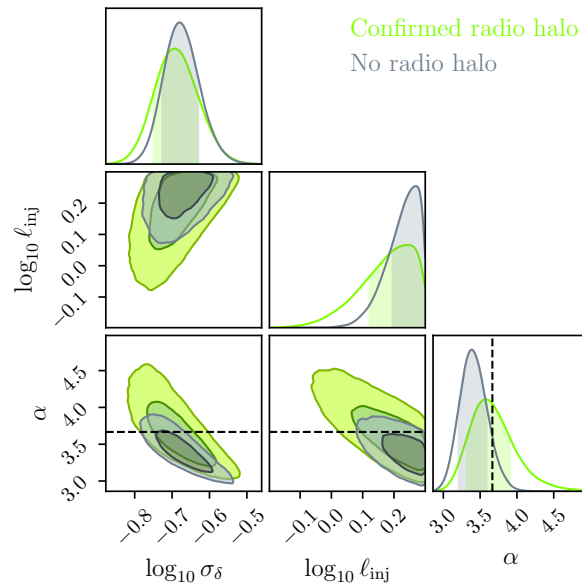
Comme expliqué en Sec. 1.4.2, les travaux théoriques et les simulations numériques soutiennent l'existence d'une corrélation notable entre les fluctuations de densité et la présence de turbulence dans l'ICM. Il existe plusieurs relations permettant de relier les fluctuations de densité et les vitesses turbulentes [90, 251, 153, 152, 207]. Dans l'étude liée à l'échantillon X-COP, en Sec. 3.4.2, j'ai utilisé la relation proposée par Simonte et al. [207], qui ne reflète pas nécessairement les résultats des simulations numériques dans la littérature, et peut mener à une sous-estimation des processus turbulents. Pour l'étude sur CHEX-MATE, j'ai choisi de modifier légèrement la stratégie de conversion entre fluctuations de densité et turbulences afin d'utiliser une relation plus représentative de la littérature¹. Pour ce faire, je vais d'abord rappeler les différentes approches rencontrées (Cf. Sec. 4.3.2). D'abord, les relations de Mohapatra, Federrath et Sharma [153, 152] dépendent de quantités inaccessibles via les données en rayons X, comme le nombre de Froude ou de Richardson, elles sont donc inutilisables dans cette étude. Ensuite, la relation de Gaspari et Churazov [90] dépend de la conduction du milieu. Puisque la conduction thermique est négligeable dans l'ICM [p. ex. 258, corroboré par les pentes $\sim K41$], la relation se simplifie comme suit :

$$\mathcal{M}_{3D} \approx 2\sigma_\delta \left(\frac{l_{inj}}{L_{500}} \right)^{-1/5} \quad (4.2)$$

¹Ce revirement par rapport à la publication X-COP témoigne des discussions animées entre les différents collaborateurs de cette étude, montrant au passage que la question de l'équivalence entre fluctuations de densités et vitesses turbulentes est encore sujet à débat au sein de la communauté.



(a) Amas couverts par LOFAR dans le plan masse-*redshift*, avec la taille estimée du halo et la puissance à 150 MHz.



(b) Paramètres des fluctuations de densité estimés en utilisant des sous-échantillons avec et sans halo radio.

Figure 4.13: Étude de la corrélation entre les paramètres des fluctuations de densité et les données radio LOFAR dans CHEX-MATE. Il n'y a pas de différence notable entre les amas possédant un halo radio et les amas n'en possédant pas.

où L_{500} est une échelle d'injection de 500 kpc. En tenant compte des différents niveaux de turbulence et des pentes spectrales associées, cela ajoute une dispersion d'environ $\sim 0,1$ dex. Par la suite, Zhuravleva et al. [252] et Gaspari et al. [92] ont obtenu une relation linéaire analogue avec le nombre de Mach unidimensionnel ($\mathcal{M}_{1D} = \mathcal{M}_{3D}/\sqrt{3}$) :

$$\mathcal{M}_{1D} \approx (1 \pm 0.3) \sigma_\delta \quad (4.3)$$

Dans l'ensemble, les études citées ci-dessus convergent vers une relation linéaire avec une normalisation de l'ordre de l'unité avec \mathcal{M}_{1D} . Récemment, cela a également été validé dans un ensemble de simulations cosmologiques avec un échantillon de 80 amas ([254]), en particulier pour les systèmes relaxés. L'Eq. 4.2 a une faible dépendance à l'échelle d'injection et est comparable à la relation de l'Eq. 4.3. Afin d'obtenir une relation $\mathcal{M}_{3D} = f(\sigma_\delta)$ plus représentative des simulations numériques, et pour prendre en compte leur dispersion dans la littérature, j'introduis une nouvelle relation d'échelle prenant en compte les différences entre l'Eq. 4.2 et l'Eq. 4.3 :

$$\mathcal{M}_{3D} \approx \sqrt{3} \times (1 \pm 0.4) \sigma_\delta \quad (4.4)$$

Dès lors, la contribution de ces processus au support de pression non thermique dans CHEX-MATE peut être estimée. Le rapport entre la pression non thermique et la pression totale $P_{\text{turb}}/P_{\text{tot}}$ peut être exprimé en fonction du nombre de Mach turbulent 3D \mathcal{M}_{3D} [pour le calcul, voir 75, et les références à l'intérieur]:

$$\frac{P_{\text{turb}}}{P_{\text{tot}}} = \frac{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma}{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma + 3} \quad (4.5)$$

où $\gamma = 5/3$ est l'indice polytropique. La contribution non-thermique au budget de pression total participe directement au biais hydrostatique, si bien que le rapport calculé dans l'Eq. 4.5 peut directement être interprété comme un biais hydrostatique provenant des turbulences b_{turb} [voir 81, pour les liens analytiques entre dispersion de vitesse, pression non-thermique et biais de masse hydrostatique]. Les nombres de Mach et le biais de masse turbulent b_{turb} sont montrés dans la Fig. 4.14 pour chaque sous-échantillon, en utilisant la relation d'échelle de l'Eq. 4.4, avec un $\mathcal{M}_{3D} \simeq 0.41 \pm 0.17$ lorsque évalué sur l'ensemble de l'échantillon sans les régions centrales. À l'instar des observations précédentes et des prédictions théoriques, les nombres de Mach 3D obtenus pour CHEX-MATE sont dans le régime subsonique. Cela se traduit par un support de pression non-thermique d'origine turbulente de $P_{\text{turb}}/P_{\text{tot}} = 9 \pm 6\%$. Cette valeur est en accord avec les valeurs typiques obtenues dans les simulations cosmologiques [p.ex. 230], et les travaux d'observation précédents sur l'échantillon X-COP [75, 71]. Dès lors, le biais de masse provenant des turbulences est $b_{\text{turb}} = 0.09 \pm 0.06$ sur l'ensemble de l'échantillon, ce qui

est compatible avec des travaux observationnels tels que ceux de Eckert et al. [75] et Etori et Eckert [81]. La Fig. 4.14 montre également une nette augmentation des nombres de Mach turbulents pour les échantillons les plus perturbés, ainsi que pour les échantillons de faible masse. On n’observe pas de dépendance au *redshift*, comme attendu du fait de la proximité des amas ($z < 0.6$). Une approche complémentaire à mon étude, proposée par Lovisari et al. [137], calcule le nombre de Mach et la contribution non thermique à partir des fluctuations de température mesurées sur un sous-échantillon d’amas de CHEX-MATE. En effectuant notre analyse sur le même sous-échantillon, on retrouve un nombre de Mach de l’ordre de $\mathcal{M}_{3D} \simeq 0.41 \pm 0.18$, compatible avec la valeur obtenue par Lovisari et al. [137] à savoir $\mathcal{M}_{3D} \simeq 0.36 \pm 0.1$. On note que la résolution des cartes de brillance de surface utilisées ici est meilleure que la résolution des cartes de température. Les échelles spatiales les plus sensibles pourraient donc être différentes entre nos deux analyses.

4.3.2 | Discussions sur la corrélation δ and \mathcal{M}_{3D}

Le lien linéaire entre les fluctuations de densité et les vitesses turbulentes peut être dérivé analytiquement à l’aide d’équations hydrodynamiques simplifiées pour un milieu stratifié comme l’ICM [90, 251]. Cette corrélation a été étudiée et testée à l’aide de simulations hydrodynamiques [90, 251, 92, 207, 254].

Contrairement aux travaux précédents, Simonte et al. [207] ont appliqué des techniques de filtrage à petite échelle pour distinguer la contribution parasite de l’accrétion d’agrégats de gaz et extraire la partie isotrope des mouvements turbulents, et a exclu les plus grosses sous-structures de leurs amas simulés. En suivant cette approche, ils ont déterminé une normalisation plus faible que la littérature, avec également des différences significatives sur le coefficient de la relation d’échelle selon l’état dynamique des amas. Leur conclusion est qu’en général, la présence de fluctuations résiduelles de la densité du gaz non directement liées à la turbulence, notamment les agrégats de gaz et les sous-structures auto-gravitantes, est difficile à exclure. Cela induit inévitablement un écart entre les quantités observationnelles et le véritable budget turbulent de l’ICM. Cette vision s’oppose à d’autres études qui ne distinguent pas les mouvements turbulents et d’ensemble du gaz dans l’ICM. Les simulations cosmologiques de Zhuravleva et al. [254] sont en désaccord sur les corrélations et normalisations proposées par Simonte et al. [207]. Pour distinguer les deux sources de fluctuations, une méthode de filtrage des agrégats doit être appliquée aux ensembles de données simulés et observés. Typiquement, cela implique d’identifier la queue de haute densité de la distribution de densité du gaz. Par exemple, Simonte et al. [207] coupe les 5% supérieurs de la queue de la distribution, tandis que Zhuravleva et al. [254] en coupe 0,05% des valeurs ($3,5\sigma$). Les premiers rapportent un seuil appliqué $\sigma_\delta^2 = 0.22$, filtrant donc potentiellement les mouvements tels que $\mathcal{M}_{1D} \geq 0.47$, ce qui

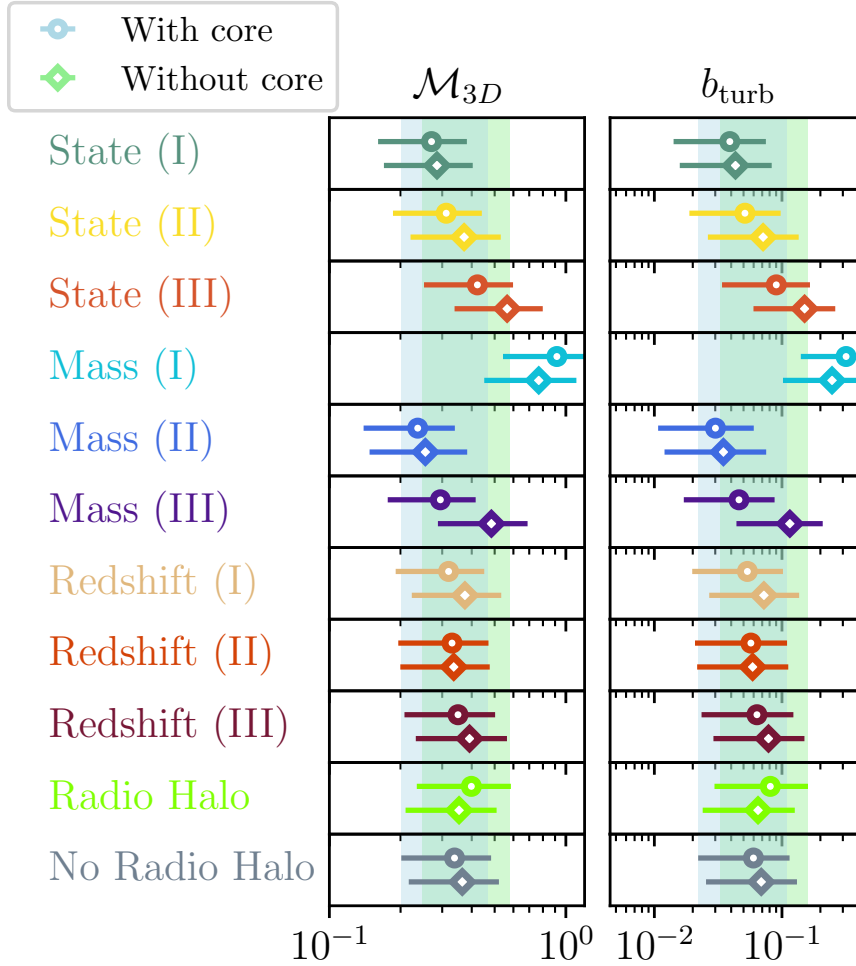


Figure 4.14: Nombre de Mach et biais de masse turbulents calculés via la relation de l'Eq. 4.4 appliquée aux sous-échantillons d'état dynamique, de masse, de *redshift* et de halo radio. Les bandes bleues et vertes représentent la valeur moyenne sur l'ensemble de l'échantillon, respectivement, avec et sans la région centrale. (I) à (III) correspond aux sous échantillons, c'est-à-dire une perturbation croissante pour l'état dynamique, et une masse et un *redshift* croissants. Voir Tab. 4.1 pour une définition précise.

pourrait expliquer la différence entre les diverses prédictions théoriques. Ces désaccords se situent donc dans la définition des turbulences du milieu intra-amas : Zhuravleva et al. [254] considèrent que l'ensemble des vitesses du gaz contribuent à la cascade de turbulences, là où Simonte et al. [207] excluent les mouvements d'ensemble évidents dont l'énergie cinétique ne contribue pas directement au chauffage. Les mouvements d'ensemble issus de l'accrétion d'agrégats de gaz ou de sous-structures contribuent localement à la génération de turbulence, en particulier à l'interface avec l'ICM chaud, mais le gaz froid de ces fronts ne contribue pas forcément aux vitesses isotropes qui induisent les fluctuations stochastiques de densité. Dans ce sens, il est probable que ma méthodologie soit plus sensible aux fluctuations de densité induite par la présence de gaz froid qu'aux turbulences qu'il induit en se déplaçant dans l'ICM.

D'un point de vue observationnel, il n'est pas trivial de comprendre la nature des fluctuations de densité de l'ICM. Outre le filtrage des fusions évidentes, les résultats de l'analyse peuvent être biaisés en faveur de certaines structures de densité résiduelles, qui peuvent avoir des effets variables sur les paramètres en fonction de leur distance au centre de l'amas, de sa masse et de son état dynamique. Les agrégats de gaz dans les parties extérieures de l'amas induiront un σ_δ élevé, car ils représentent une grande fluctuation relative. Dans les parties centrales, ils sont interprétés comme des fluctuations très significatives dans une région très dense, ce qui diminuera la valeur mesurée de σ_δ . Les fluctuations hautement structurées qui leur sont associées peuvent également induire des pentes élevées et des contraintes sur l'échelle d'injection proches de la taille de ces agrégats. Cela souligne le défi de distinguer les fluctuations de densité émergeant des mouvements turbulents et des sous-structures/agrégats, notamment dans les parties centrales des amas X-COP et CHEX-MATE, comme illustré dans la Fig. 4.6.

Conclusion & Perspectives

Conclusion

Contexte

Le but de cette thèse était avant tout de mieux comprendre l'assemblage dynamique des plus grands halos de matière dans l'Univers. Les amas de galaxies sont encore en train de se former, et de l'ensemble des processus dynamiques liés à cet assemblage émerge une physique complexe qu'il nous est nécessaire de comprendre afin de mieux interpréter les mesures et les résultats relatifs à ces objets. Je me suis en particulier intéressé aux turbulences du milieu intra-amas, un processus résultant de l'ensemble des perturbations que subit ce gaz. L'analyse des processus turbulents nous éclaire sur les mécanismes de chauffage gravitationnels et non-gravitationnels et, de manière plus générale, sur la physique baryonique au sein des amas de galaxies. Elle aide également à comprendre les écarts observés par rapport aux propriétés d'autosimilarité de cette population d'objets, du fait de leur formation par effondrement gravitationnel, et permet de renforcer les contraintes des échantillons d'amas sur les modèles cosmologiques.

Méthodologie

Afin d'obtenir de nouveaux résultats sur les processus turbulents du milieu intra-amas, j'ai repris les méthodes indirectes d'observations existantes, et tenté de les améliorer en les inscrivant dans un cadre bayésien et en intégrant la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur total. Une signature observationnelle des turbulences se cache dans les fluctuations de brillance de surface de l'ICM. Les approches historiques dans la littérature ont majoritairement été appliquées aux observables en rayons X, et donc aux fluctuations de densité associées. Sous différentes hypothèses, le spectre de puissance des fluctuations de brillance de surface est calculé et déprojeté en spectre des fluctuations de densité, qui lui-même est converti en spectre de turbulence via des relations d'échelles. Ces approches peuvent difficilement intégrer

la variance d'échantillonnage, qui dépend du modèle que l'on adopte pour les fluctuations et l'amas. Pour remédier à cela, j'ai choisi d'adopter une approche par modélisation directe, qui vise à estimer l'observable (ici le spectre des fluctuations de brillance) à partir d'une modélisation donnée. Cependant, il est difficile d'écrire explicitement une fonction de vraisemblance pour le spectre des fluctuations de brillance tel que modélisé ci-dessus, ce qui est essentiel pour pouvoir obtenir les distributions *a posteriori* dans cette approche bayésienne. Le meilleur moyen de s'affranchir du calcul de la vraisemblance est d'utiliser une approche d'inférence sans vraisemblance, ou *likelihood-free inference*. En particulier, j'ai mis en œuvre une méthodologie permettant d'estimer la vraisemblance d'un jeu de paramètres pour une observation via un réseau de neurones entraîné sur un grand nombre de simulations. Cette approche utilise une architecture de type *normalizing flow*, permettant d'estimer des distributions de probabilités. Le modèle que j'étudie dispose de quatre paramètres que je détaille ici. La normalisation reflète le niveau total de fluctuations, c'est cette quantité qui est directement reliée au nombre de Mach et à l'énergie turbulente, et qui nous informe donc sur le chauffage non-thermique et les mouvements du gaz intra-amas. L'échelle d'injection contraint la taille maximale des structures observées, et est directement reliée au progéniteur des processus turbulents, à savoir la rétroaction de l'AGN central, les processus résultants des fusions entre amas ce qui comprend les fronts froids et le *sloshing*, ou bien encore l'accrétion depuis la toile cosmique. L'échelle de dissipation définit la taille minimale des structures, en deçà, elles sont dissipées en chaleur par la viscosité du fluide. Les valeurs prédites par la théorie pour cette quantité sont bien plus faibles que la résolution spatiale des meilleurs observatoires en rayons X, rendant actuellement toute contrainte observationnelle impossible. La pente, ou indice spectral, renseigne sur le nombre de structures existant entre l'injection et la dissipation, et reflète la microphysique du gaz et en particulier l'influence des champs magnétiques du milieu dans les écoulements turbulents.

Résultats

J'ai eu l'opportunité d'appliquer cette approche à ce qui est probablement les deux échantillons les plus adaptés à l'étude des turbulences via les fluctuations de brillance de surface, à savoir les échantillons X-COP et CHEX-MATE. Le premier échantillon est composé de 12 amas proches et massifs, observés jusqu'à R_{200} par XMM-Newton grâce à de grandes mosaïques. Via X-COP, j'ai pu contraindre pour la première fois les propriétés des fluctuations de densité en fonction de la distance au centre de l'amas, mettant ainsi en évidence la transition entre les processus physiques à l'origine des turbulences en fonction de la distance au centre de l'amas. La validation interne de la méthodologie ainsi que sa comparaison à des prédictions issues de simulations numériques et à des résultats observationnels issues d'autres observations tels que

Chandra ont permis de démontrer la robustesse de cette approche. Les résultats que j’obtiens sont compatibles avec des agrégats de gaz dans les régions centrales, et du chauffage issu majoritairement de processus turbulents dans les régions extérieures, ce qui permet de mieux comprendre la nature des contraintes que l’on obtient en étudiant les fluctuations de densité. Ensuite, j’ai utilisé le grand nombre d’amas de l’échantillon CHEX-MATE afin de contraindre les turbulences sur des populations spécifiques. En effet, l’homogénéité de l’échantillon m’a permis de le diviser en sous-populations caractéristiques, et donc de corrélérer les propriétés des turbulences à la masse, au *redshift* et à l’état dynamique des amas. J’ai pu déterminer les paramètres des fluctuations de densité pour 11 sous-échantillons de CHEX-MATE, avec une statistique comparable à X-COP. Les corrélations les plus flagrantes apparaissent entre l’état dynamique, la masse et la normalisation des fluctuations de densité. Les amas les plus perturbés, ainsi que les amas de plus faible masse, sont ceux qui tendent à avoir les fluctuations les plus intenses, ce qui corrobore la vision actuelle des mécanismes de chauffage non-gravitationnel. En effet, les processus issus de fusion dans les amas perturbés, ainsi que l’importance accrue de la rétroaction de l’AGN central sur l’ICM des amas de faible masse, sont supposés induire des turbulences supplémentaires par rapport aux amas relaxés ou de masse plus élevée. Le comportement en fonction du *redshift* est très stable, ce qui est cohérent avec l’aspect universel des processus turbulents. J’ai finalement pu proposer une vision précise de la contribution des turbulences au chauffage non-gravitationnel des amas en fonction de leurs propriétés intrinsèques, montrant qu’en général le nombre de Mach est de l’ordre de 0.4 et que le biais hydrostatique est de l’ordre de 10% dans la population étudiée. Cela est autant cohérent vis-à-vis des prédictions des simulations numériques que des observations croisées en rayons X et lentillage gravitationnel, avec un effet plus accru pour les amas perturbés et pour les amas de faible masse.

En somme, en appliquant une méthodologie plus rigoureuse que celles existant jusqu’à présent, et se reposant sur des outils pionniers pour l’époque, j’ai été en mesure de confirmer les prédictions numériques et observations précédentes sur les processus turbulents du milieu intra-amas. On peut avoir une vision claire des processus d’assemblage au travers des résultats que j’ai obtenus : les amas croissent par fusion et accréation de matière, et ces processus génèrent en même temps des turbulences et des résidus structurels qui vont tous deux induire des fluctuations dans les images en rayons X. Même si la corrélation entre les fluctuations que l’on mesure et les turbulences effectivement à l’œuvre dans l’ICM ne sont pas encore parfaitement comprises, j’ai pu estimer la contribution de ces processus à l’énergie thermique du gaz intra-amas. Les mouvements attendus sont subsoniques, mais non-négligeables, et ils peuvent contribuer jusqu’à 10% de l’énergie interne du milieu.

Discussions

Région centrale, résidus structuraux & relations d'échelle

La méthodologie développée souffre de plusieurs limitations dues à la nature même de ce que l'on souhaite contraindre : les fluctuations relatives de densité ($\sim 10\%$) de l'ICM. Les régions centrales sont les régions les plus brillantes en rayons X puisqu'elles sont les plus denses. Les fluctuations qu'on y mesure sont plus significatives que dans les régions extérieures, et on constate qu'elles influencent considérablement les paramètres obtenus pour X-COP et CHEX-MATE. Ces régions sont également les plus propices à la présence de résidus structuraux qui ne sont pas directement liées aux turbulences, mais à l'histoire de l'assemblage de l'amas. Les spirales de *sloshing*, fronts froids et bulles de gaz chaud contribuent certainement aux turbulences des amas, en injectant de l'énergie cinétique dans le milieu, mais avec cette approche, on est plus sensible aux fluctuations de densité causées par la présence de ces structures qu'aux turbulences qu'elles induisent. Les différentes relations d'échelles cherchent à traduire ces fluctuations en turbulence par des équivalences calibrées sur des simulations numériques. Dépendamment à l'approche, on trouve soit une corrélation forte [p.ex. 90, 254], soit une corrélation faible [p.ex. 207] entre fluctuations de densité et turbulence. L'approche de Gaspari et Churazov [90] et Zhuravleva et al. [254] considèrent l'ensemble des mouvements du gaz comme des contributions aux turbulences, y compris les grands mouvements d'ensembles dus à l'accrétion de structures. À l'inverse, Simonte et al. [207] excluent ces agrégats de gaz de leurs simulations, et obtiennent des corrélations plus faibles que les études précédemment citées. La différence majeure provient donc de la définition de ce que l'on souhaite observer. Je pense personnellement que la corrélation entre fluctuations de densité et turbulence n'est pas encore très bien établie, et souffre de l'ensemble des biais qui émergent lorsqu'on essaie de considérer la physique des amas dans leur intégralité. L'aspect dynamique de ces structures rend complexe le fait d'identifier les mouvements contribuant directement au chauffage du gaz, en particulier dans les amas en état de fusion avancée, qui développent des spirales de *sloshing* (ce que l'on observe dans une quantité non-négligeable des amas étudiés dans cette thèse, voir Fig. 3.5 et Fig. 4.6). En étudiant des échantillons d'amas, on peut espérer moyenniser les effets résiduels de l'assemblage dynamique de chaque amas. Mais, sans modélisation explicite ou sans plus de perspectives provenant des simulations numériques, gardons à l'esprit que les résultats sont modulés par l'utilisation de relations d'échelles entre fluctuations de densité et turbulences, issues de la littérature.

Biais intrinsèque du modèle moyen

La méthodologie actuelle requiert de définir les fluctuations de densité comme étant un écart à un modèle moyen « au repos ». L'écueil principal de cette approche est d'introduire des fluctuations arbitraires provenant du fait que le modèle que l'on choisit n'est pas assez représentatif de l'amas, ou à l'inverse de supprimer trop de fluctuations avec un modèle sur-ajusté. Ce problème est étudié par Zhuravleva et al. [249] et dans la Sec. 3.5.1 de ce manuscrit. Les biais introduits sont généralement à haute échelle (~ 100 kpc), et sont considérablement réduits lorsque l'on inclut l'ellipticité des amas sur les images. Cependant, ce modèle échoue à décrire les amas en interactions, qui peuvent être bimodaux, voire quadrimodaux dans le cas de MACSJ0717. L'approche évidente serait d'identifier le nombre d'amas concernés et d'ajouter autant de modèles moyens qu'il y a de contributeurs à la fusion. Cependant, que faire de l'ensemble des structures qui émergent aux interfaces ? La définition de fluctuation est alors bien moins claire, et ce même dans les amas réguliers : les fronts de chocs, spirales de *sloshing*, les fronts froids sont-ils des fluctuations de densité ? Sont-ils des structures à part entière qu'il faut soit masquer, soit modéliser ? Dans cette thèse, on considère qu'ils contribuent au budget total des fluctuations. On se repose sur des échantillons afin de s'affranchir de ces sous-structures, qui sont alors considérées comme des fluctuations statistiques. Une modélisation systématique de ces sous-structures, bien que difficile à mettre en œuvre, pourrait exposer les fluctuations générées aux interfaces, permettant ainsi d'éviter de se focaliser sur les objets, mais plutôt sur les turbulences qu'ils induisent.

Approximation par un champ gaussien

Modéliser les écoulements turbulents comme des champs homogènes isotropes dans les amas de galaxies est une hypothèse très optimiste. Dans un premier temps, l'écoulement dans les amas est stratifié [p.ex. 90, 152, 153]. Cette réalité physique permet d'obtenir les relations d'échelles linéaires entre les fluctuations de densité et les vitesses turbulentes, utilisées tout au long de cette thèse. Cependant, elle signifie aussi que les écoulements ne sont pas homogènes et isotropes, en particulier, les vortex issus des processus turbulents s'étireront préférentiellement dans la direction perpendiculaire au champ gravitationnel. L'accrétion depuis la toile cosmique, la rétroaction de l'AGN central, le *sloshing* et, de manière générale, l'ensemble des processus injectant de l'énergie cinétique dans l'ICM, sont hautement inhomogènes et anisotropes, autant dans leur position dans l'amas que dans leur manière d'injecter de l'énergie. Ces processus sont très difficilement modélisables par un champ gaussien, et renforcent la nécessité de simulation hydrodynamique informée par la physique des amas et leurs interactions avec la toile cosmique. On peut aussi rajouter la contribution des champs magnétiques, induisant

toute une série de nouvelles instabilités dans le milieu [p.ex. 168].

Cette hypothèse de champ gaussien est le premier pas pour intégrer une source d'erreur telle que la variance d'échantillonnage dans le budget [p.ex. 255, 58]. L'élégance de l'approche basée sur les simulations décrite dans ce manuscrit réside dans le fait que la qualité des résultats est à la hauteur de la modélisation que l'on fait de l'observable. En remplaçant par exemple le champ gaussien par une simulation hydrodynamique plus poussée qui incluent de la fusion dans les étapes d'entraînement du réseau de neurones, on obtiendra un réseau plus robuste pour la reconstruction des paramètres turbulents. Plus généralement, si l'on dispose d'une meilleure description statistique des fluctuations de densité, avec des modèles plus sophistiqués qu'un modèle au repos avec une perturbation en champ gaussien, les contraintes établies n'en seraient que plus pertinentes.

Perspectives

La continuation des mesures indirectes

Les mesures indirectes peuvent encore nous fournir beaucoup d'informations en attendant le lancement des futurs spectro-imageurs. La perspective la plus évidente est une approche multi longueurs d'ondes, qui incorporerait l'autre observable majoritaire de l'ICM, à savoir l'effet SZ. Comme expliqué dans le Chap. 1, l'effet SZ est plutôt sensible à la pression du gaz, et donc aux fluctuations de pression (Cf. Fig. 1.18). Dès lors, en fonction de l'instrument utilisé, on peut observer les amas sur des plus grands champs de vue (p.ex. *Planck*) ou avec des résolutions angulaires comparables à *XMM-Newton* (p.ex. NIKA-2). À ce jour, deux travaux ont comparé les observables X et SZ, montrant au passage les nombreux cas d'application d'une méthodologie permettant de travailler sur plusieurs observations à la fois. Khatri et Gaspari [121] utilisent les données *Planck* et *Chandra* pour le SZ et les rayons X, correspondant à deux tailles maximales de champ de vue et deux résolutions spatiales différentes. Ainsi, avec ces deux instruments, ils ont pu sonder différentes échelles complémentaires du spectre de puissance des fluctuations de densité. Plus récemment, Romero et al. [182] ont utilisé les instruments MUSTANG-2 et *XMM-Newton* pour étudier les fluctuations de Zw 3146. Les deux instruments ont des résolutions spatiales équivalentes, permettant ainsi de contraindre le spectre des fluctuations sur des échelles similaires via deux observables indépendantes, permettant de tester leur compatibilité et d'isoler la nature thermodynamique des fluctuations en fonction des échelles. Ces approches, bien que prometteuses sur le principe, se reposent sur la méthodologie de déprojection classique utilisée jusqu'à présent dans l'étude des fluctuations de brillance. Ils ne prennent pas en compte la variance d'échantillonnage, et se reposent sur des hypothèses qui ne sont pas forcément vérifiées dans les conditions des études, telles que l'invariance de la bril-

lance de l'amas sur le champ de vue permettant l'approche en déprojection. La méthodologie que j'ai présentée jusqu'à présent peut s'étendre au cas de l'effet SZ. Un aspect qui diffère fortement des rayons X est lié aux considérations instrumentales. Les cartes de distorsion SZ sont généralement construites par combinaison linéaire de cartes à différentes fréquences [112], et pour les instruments au sol, les fonctions de transfert complexes des instruments doivent être considérées [par exemple, pour NIKA-2, voir 186]. L'autre différence majeure avec l'approche en rayons X provient de la modélisation des sources de bruit. En particulier, le bruit des images de distorsion SZ est en général spatialement corrélé, ce qui diffère du simple bruit de Poisson des observations en X. Ceci nécessite une modélisation directe.

La perspective des futurs observatoires

Les prochains observatoires en rayons X proposeront de nouvelles opportunités pour l'analyse en fluctuations. Dans un premier temps, l'observatoire *eROSITA* permettra un scan exhaustif du ciel en rayons X, dont le « champ de vue » virtuellement illimité a déjà permis des observations d'amas jusqu'à $\sim 3R_{500}$ [140] en empilant les images de 38 amas. La résolution spatiale comparable à *XMM-Newton* en fait un excellent instrument pour générer de grands échantillons d'amas et sonder les plus grandes échelles du spectre de puissance. De même, l'instrument WFI qui sera à bord d'*Athena* permettra également de sonder des échelles allant de 7 kpc à 1 Mpc pour les amas de l'Univers local [46].

Mais, ce sont bien évidemment les spectromètres à intégrale de champ à haute résolution spatiale et spectrale qui nous apporteront les réponses les plus précises quant aux mouvements du gaz intra-amas. *XRISM/Resolve*, *Athena/XIFU* ou le projet *LEM* [126] permettront de reconstruire les mouvements du gaz selon la ligne de visée [160, 183, 62], même dans des structures complexes comme des chocs frontaux d'amas en fusion [28]. Les mesures directes et non-ambiguës des mouvements du gaz intra-amas à partir des données hyper-spectrales fournies par ces instruments permettront de mieux comprendre sa dynamique, ainsi que la contribution générale des turbulences au chauffage non-thermique.

Les spectres en rayons X

Dans une perspective plus personnelle, je consacrerai les prochaines années à la construction d'un successeur aux différents logiciels d'ajustements de modèles spectraux pour les observatoires en rayons X. Différentes solutions existent aujourd'hui (*spex*, *ISIS*, *sherpa*), et la plus populaire d'entre elles, à savoir *XSPEC*, approche de ses 40 ans [16]. Aujourd'hui, avec la préci-

sion et la quantité croissante des données, ces logiciels « boîte noire »¹ deviennent des goulots d'étranglement numériques, limitant les approches et les solutions que l'on peut trouver aux problématiques contemporaines de l'astrophysique. Par exemple, l'utilisation d'approches bayésiennes et de MCMC sont généralement proposées sous la forme de *wrapper* autour des logiciels standards, tels que BXA [45] qui utilise l'algorithme de *nested sampling* afin de calculer les distributions *a posteriori*, en utilisant XSPEC pour tous les aspects de modélisation spectrale. En suivant les besoins variés de la communauté scientifique, l'empilement croissant de technologies sans planification préalable fait tomber XSPEC dans un cas flagrant de surcharge fonctionnelle (*Scope/Feature creep*), qui rend chaque mise à jour ou nouvelle fonctionnalité plus dure à implémenter que les précédentes, limitant ainsi sa transformation dans le temps pour rester aux standards des technologies existantes.

C'est dans cette optique que je souhaite concevoir un système modulaire, *open-source* et *community-driven* qui prendra le relais. La forme actuelle du projet est un *package* Python écrit en utilisant JAX, permettant d'obtenir un code transparent sur CPU, GPU et TPU, et qui est en plus autodifférentiable, ce qui expose naturellement les approches bayésiennes ou de *Machine Learning* en plus des approches classiques. Je me focaliserai sur la conception d'un outil extensible et communautaire, afin de pérenniser son utilisation pour les années à venir. Ce projet, baptisé `jaxspec`, devrait être rendu public au début de l'année 2024.

¹Les méthodes d'optimisation « boîte noire » réfèrent à l'ensemble des approches classiques que l'on utilise pour minimiser numériquement un problème, on les qualifie également de méthodes d'optimisation aléatoire ou d'optimisation sans dérivée.

Liste des abréviations

MCMC	Monte Carlo par chaînes de Markov	56
X-COP	<i>XMM Cluster Outskirts Project</i>	74
MADE	<i>Masked Autoencoder for Distribution Estimation</i>	65
MAF	<i>Masked Autoregressive Flow</i>	65
APEC	<i>Astrophysical Plasma Emission Code</i>	22
CHEX-MATE	<i>Cluster HEritage project with XMM-Newton : Mass Assembly and Thermodynamics at the Endpoint of structure formation</i>	100
CCD	<i>Charge Coupled Device</i>	23
SZ	effet Sunyaev–Zeldovich	8
PCA	Analyse en Composante Principale	48
ICM	milieu intra-amas ou <i>Intra-Cluster Medium</i>	5
AGN	noyau actif de galaxies ou <i>Active Galactic Nucleus</i>	9
GRF	champ aléatoire gaussien ou <i>Gaussian Random Field</i>	51
NUTS	<i>No U-Turn Sampler</i>	56
PSF	fonction d'étalement du point ou <i>Point Spread Function</i>	74
LOFAR	<i>LOW Frequency ARray</i>	35
CMB	fond diffus cosmologique ou <i>Cosmological Microwave Background</i>	2
K41	Théorie de la turbulence de Kolmogorov	83
MHD	magnétohydrodynamique	8
ΛCDM	<i>Λ Cold Dark Matter</i>	3
ML	apprentissage machine ou <i>machine learning</i>	65

Liste des figures

1.1	Carte du CMB de <i>Planck</i>	3
1.2	Simulation cosmologique <i>Uchuu</i>	4
1.3	Premier champ profond de Webb	6
1.4	Galaxie méduse et <i>ram pressure stripping</i>	7
1.5	Profils thermodynamiques des amas de galaxie	10
1.6	Rétroaction d'AGN dans des galaxies centrales	11
1.7	Le <i>Bullet Cluster</i>	13
1.8	Turbulence dans l'Univers	16
1.9	Cascade de Kolmogorov	17
1.10	Diagramme des processus turbulents dans le milieu intra-amas	18
1.11	Biais de masse hydrostratique dans les amas de galaxie	20
1.12	Processus radiatifs	22
1.13	Exemples de spectres APEC	23
1.14	Décalage spectral induit par le SZ	25
1.15	Émission radio des amas	26
1.16	Décalage du centroïde et élargissement spectral	28
1.17	Étude de l'amas de Persée mesuré par Hitomi	31
1.18	Simulation des fluctuations thermodynamiques	34
1.19	Étude X/SZ pour les fluctuations de brillance de surface	36
1.20	Corrélation entre puissance radio et dispersion de vitesse	37
2.1	Exemple de carte de fluctuations	41
2.2	XMM vs Chandra	45
2.3	PS des processus	46
2.4	Biais des Mexican-Hats	47
2.5	Biais de la PCA	48
2.6	Sample variance	49
2.7	Exemples de champs aléatoires	52

2.8	Génération de GRF	53
2.9	Balkanisation Voronoi	60
2.10	Transformation de distribution via un flow	63
2.11	Illustration de MADE	65
2.12	Distribution de test pour le flow	67
2.13	Simulations des fluctuations	70
3.1	Galerie des amas X-COP	75
3.2	Comparaison entre définition absolue et relative	77
3.3	Comparaison S/N absolu et relatif	79
3.4	Validation de la méthodologie	80
3.5	Cartes des résidus X-COP	82
3.6	Distributions <i>a posteriori</i> des paramètres de fluctuations de densité	84
3.7	Observables avec variance d'échantillonnage	85
3.8	Matrice de corrélation entre fluctuations et indicateurs morphologiques	88
3.9	<i>Clumping</i> dans les amas X-COP	89
3.10	Comparaisons aux travaux de Zhuravleva et al. (2018)	92
3.11	Contribution à la pression non-thermique des fluctuations de densité	93
3.12	Fluctuations induites par le modèle moyen	94
4.1	Échantillon CHEX-MATE dans le plan masse- <i>redshift</i>	101
4.2	Plus petite échelle accessible en fonction du <i>redshift</i> dans CHEX-MATE	102
4.3	Galerie des images CHEX-MATE	103
4.4	Sous-échantillons de CHEX-MATE	104
4.5	Galerie d'amas perturbés dans CHEX-MATE	105
4.6	Galerie des fluctuations des amas CHEX-MATE	107
4.7	Galerie des cartes de fluctuations de brillance (2/4)	108
4.8	Galerie des cartes de fluctuations de brillance (3/4)	109
4.9	Galerie des cartes de fluctuations de brillance (4/4)	110
4.10	Comparaison des propriétés des fluctuations entre X-COP et CHEX-MATE	112
4.11	Séparation de CHEX-MATE en sous échantillons avec inclusion du cœur	113
4.12	Séparation de CHEX-MATE en sous échantillons avec exclusion du cœur	114
4.13	Séparation vis-à-vis de l'émission radio dans CHEX-MATE	117
4.14	Nombre de Mach et biais de masse dans CHEX-MATE	120
A.1	Reconstruction d'un spectre par Mexican-hat	138

Liste des tables

2.1	Distributions <i>a priori</i> des paramètres du modèle « au repos »	61
3.1	Propriétés des amas X-COP	76
3.2	Définition des régions d'analyses de l'échantillon X-COP	76
3.3	Paramètre morphologies des amas X-COP	87
4.1	Définition des sous-échantillons issus de l'échantillon CHEX-MATE	102

Démonstrations

A.1 | Méthodologie des Mexican-Hats

Je suggère aux lecteurs intéressés par la méthode de filtrage par *Mexican-Hats* de se plonger dans l'article original de Arévalo et al. [14] pour des détails supplémentaires. Ici, j'introduis simplement ce formalisme et l'étends à des conventions arbitraires pour les transformations de Fourier (a, b) , [voir 241]. Pour ce faire, il faut d'abord définir la transformation de Fourier à n dimensions pour une fonction radialement symétrique f , autrement dit la transformée de Hankel :

$$\mathcal{TF}_{nD} \{f\} = \left(\frac{|b|}{(2\pi)^{1-a}} \right)^{n/2} \frac{(2\pi)^{n/2}}{(bk)^{n/2-1}} \int_0^\infty r^{n/2} f(r) J_{n/2-1}(bkr) dr \quad (\text{A.1})$$

Dans cet appendice, je note \tilde{f} comme étant la transformée de Fourier à n dimensions de f . Le noyau gaussien à n dimension avec un écart-type de σ et sa transformée de Fourier est défini comme:

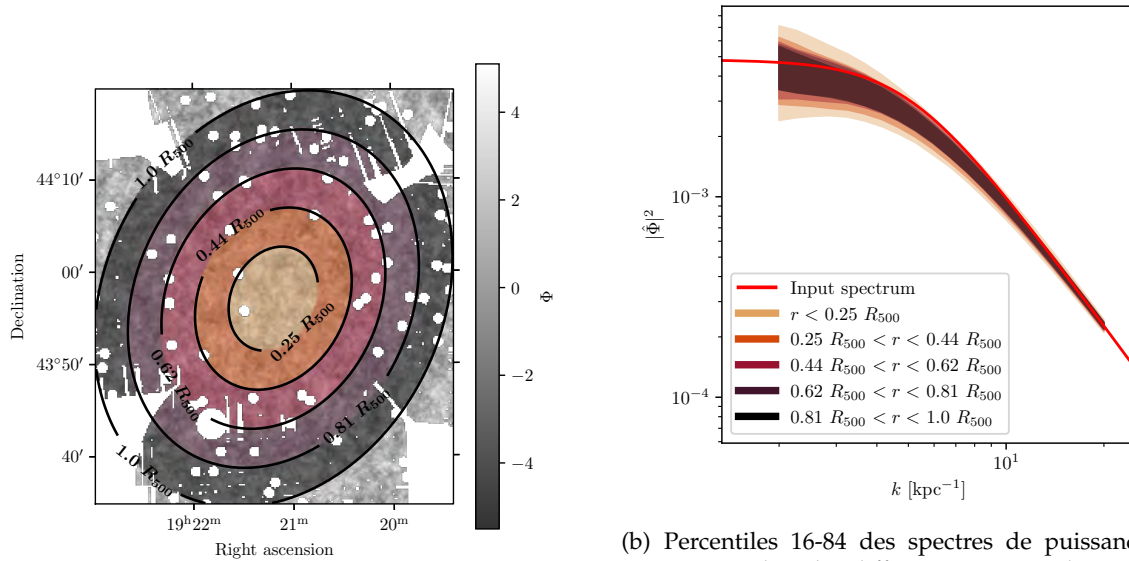
$$G_{\sigma, nD}(r) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{n/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{A.2})$$

$$\tilde{G}_{\sigma, nD} = (2\pi)^{\frac{n(a-1)}{2}} |b|^{\frac{n}{2}} \exp\left(-\frac{b^2 k^2 \sigma^2}{2}\right) \quad (\text{A.3})$$

Le noyau en *Mexican-Hat* est formellement défini comme la différence entre deux noyaux gaussiens, dont les écarts-types sont respectivement $\sigma_1 = \sigma / \sqrt{1 + \epsilon}$ et $\sigma_2 = \sigma \times \sqrt{1 + \epsilon}$ avec $\epsilon = 10^{-3}$. En effectuant le développement limité au premier ordre de ce noyau, on obtient :

$$\tilde{F}(k) = (\tilde{G}_{\sigma_1, nD} - \tilde{G}_{\sigma_2, nD})(k) \simeq |b|^{\frac{n}{2}+2} \epsilon k^2 \sigma^2 (2\pi)^{\frac{n(a-1)}{2}} e^{-\frac{b^2 k^2 \sigma^2}{2}} \quad (\text{A.4})$$

La relation entre la fréquence filtrée k_{\max} , qui correspond à la valeur maximale du filtre précédent, et l'écart-type σ est donnée par $k_{\max} = \sqrt{2}/(|b|\sigma)$. Il est ensuite supposé que σ dans l'Eq. A.4 est défini de sorte que k_r soit la fréquence de valeur maximale. L'image réelle I est convoluée avec ce noyau :



(a) Régions d'extractions du spectre superposées à une réalisation du champ aléatoire, avec le masque d'exposition d'un amas X-COP.

(b) Percentiles 16-84 des spectres de puissance reconstruits dans les différentes régions d'intérêt pour 1000 réalisations du champ aléatoire connu, et comparaison avec le spectre de puissance utilisé pour générer les champs aléatoires.

Figure A.1: Reconstruction de spectres avec des masques arbitraires en utilisant la méthodologie des *Mexican-Hats*.

$$I_c(\mathbf{r}) = (G_{\sigma_1} - G_{\sigma_2}) * I(\mathbf{r}) \quad (\text{A.5})$$

La variance de l'image convoluée I_c est directement liée au spectre de puissance de I évalué à k_r , avec une relation de proportionnalité simple : $\text{Var } I_c \propto |\tilde{I}(k_r)|^2$. Cette relation peut être démontrée en utilisant le théorème de Plancherel :

$$\int d^n \mathbf{r} |I_c(\mathbf{r})|^2 = \int d^n \mathbf{k} |\tilde{I}_c(\mathbf{k})|^2 = \int d^n \mathbf{k} |\tilde{I}(\mathbf{k})|^2 |\tilde{F}(\mathbf{k})|^2 \quad (\text{A.6})$$

Le noyau $|\tilde{F}(\mathbf{k})|^2$ est supposé être suffisamment fin pour agir comme une distribution de Dirac et être proche de zéro lorsqu'il est éloigné de k_r . On peut alors réécrire l'Eq. A.6 comme suit :

$$\begin{aligned} \int d^n \mathbf{r} |I_c(\mathbf{r})|^2 &\simeq |\tilde{I}(k_r)|^2 \int d^n \mathbf{k} |\tilde{F}(\mathbf{k})|^2 \\ &= |\tilde{I}(k_r)|^2 e^2 Y(n) k_r^n \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

où $Y(n) = 2^{n(a-\frac{1}{2})-1} \pi^{n(a+\frac{1}{2})} n \left(\frac{n}{2} + 1\right)$ est une constante qui dépend de la dimension n . L'idée est maintenant d'incorporer un masque arbitraire, M , pour supprimer les pixels indésirables de l'image. La nouvelle image convoluée est définie comme suit :

$$I_c(\mathbf{r}) = \left(\frac{G_{\sigma_1} * I}{G_{\sigma_1} * M} - \frac{G_{\sigma_2} * I}{G_{\sigma_2} * M} \right) \times M \quad (\text{A.8})$$

Ensuite, en intégrant ces modifications dans l'Eq. A.7, il est possible d'estimer le spectre de puissance de l'image en calculant :

$$|\hat{I}(k_r)|^2 \simeq \frac{1}{\epsilon^2 Y(n) k_r^n} \frac{\int d^n \mathbf{r} I_c(\mathbf{r})^2}{\int d^n \mathbf{r} M(\mathbf{r})} \quad (\text{A.9})$$

Les intégrales dans l'Eq. A.9 sont simplement exprimées comme la somme sur toutes les cellules (ou pixels en 2D). Cette méthodologie gère intrinsèquement les effets de bord ainsi que les exclusions de sources ponctuelles dans les données. L'efficacité de cette approche est testée pour une image générée via un GRF Φ , avec les masques d'exposition d'A3266. Dans la Fig. A.1, une réalisation unique de ce GRF est présentée, ainsi que les régions utilisées pour calculer les spectres de puissance, accompagnées de la distribution de leurs estimations pour 1000 réalisations de la GRF. On constate que la méthodologie est en mesure de reconstruire le spectre de puissance utilisé pour générer le GRF, avec un léger biais, qui est détaillé par Arévalo et al. [14].

A.2 | Lien entre $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ et $\mathcal{P}_{3D,\delta}$

A.2.1 | Espérance sous hypothèse de champ Gaussien

Dans cet appendice, je souhaite démontrer les liens analytiques entre $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ et $\mathcal{P}_{3D,\delta}$ tels qu'introduits par Churazov et al. [57] pour la déprojection des fluctuations de brillance de surface. On démarre par la définition de la carte de fluctuations Δ comme suit:

$$\Delta(\boldsymbol{\rho}) = 1 + 2 \int d\ell \eta(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r})$$

En passant cette équation dans l'espace de Fourier, la constante devient une distribution de Dirac que j'omettrai dans les équations suivantes:

$$\mathcal{TF}_{2D} \{ \Delta \} (\boldsymbol{\kappa}) = 2 \times \mathcal{TF}_{2D} \left\{ \int d\ell \eta(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) \right\}$$

Le *Projection Slice Theorem* permet alors de relier la projection selon un axe dans l'espace réel à la restriction dans un plan de l'espace de Fourier :

$$\mathcal{TF}_{2D} \{ \Delta \} (\boldsymbol{\kappa}) = 2 \times \mathcal{TF}_{3D} \{ \eta(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) \} |_{k_z=0}$$

En utilisant une propriété fondamentale de la transformée de Fourier, on réécrit l'équation précédente comme la convolution entre deux transformées, en utilisant l'opérateur $***$ pour désigner la convolution à 3 dimensions :

$$\mathcal{TF}_{2D} \{ \Delta \} (\boldsymbol{\kappa}) = 2 \times (\tilde{\eta} *** \tilde{\delta}) \Big|_{k_z=0} \quad (\text{A.10})$$

Dans ce contexte, Δ et δ sont des variables aléatoires, on s'intéresse à la valeur moyenne sur les réalisations de leur module.

$$\langle | \mathcal{TF}_{2D} \{ \Delta \} (\boldsymbol{\kappa}) |^2 \rangle = \mathcal{P}_{2D,\Delta}(\boldsymbol{\kappa}) = 4 \langle | (\tilde{\eta} *** \tilde{\delta}) (\mathbf{k}) \Big|_{k_z=0} |^2 \rangle$$

Dans les lignes qui suivent, je développe la convolution et utilise l'écriture du module d'un nombre comme son produit avec son conjugué $|x|^2 = x \times x^*$:

$$\begin{aligned} \langle | (\tilde{\eta} *** \tilde{\delta}) (\mathbf{k}) |^2 \rangle &= \left\langle \left| \int \mathrm{d}^3 \mathbf{k}' \tilde{\delta}(\mathbf{k}') \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \right|^2 \right\rangle \\ &= \left\langle \int \int \mathrm{d}^3 \mathbf{k}' \mathrm{d}^3 \mathbf{k}'' \tilde{\delta}(\mathbf{k}') \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}'') \tilde{\eta}^*(\mathbf{k} - \mathbf{k}'') \right\rangle \\ &= \int \int \mathrm{d}^3 \mathbf{k}' \mathrm{d}^3 \mathbf{k}'' \langle \tilde{\delta}(\mathbf{k}') \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}'') \rangle \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \tilde{\eta}^*(\mathbf{k} - \mathbf{k}'') \end{aligned}$$

Si δ est issu d'un champ aléatoire Gaussien, alors il admet la propriété suivante :

$$\langle \tilde{\delta}(\mathbf{k}') \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}'') \rangle = \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \delta^D(\mathbf{k}' - \mathbf{k}'')$$

où δ^D est le symbole de Dirac, définit avec ses propriétés habituelles. Alors la (sextuple) intégrale peut se réécrire comme :

$$\langle | (\tilde{\eta} *** \tilde{\delta}) (\mathbf{k}) |^2 \rangle = \int \mathrm{d}^3 \mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \times |\tilde{\eta}|^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

Et finalement, si on applique la restriction en $k_z = 0$:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{2D,\Delta}(\boldsymbol{\kappa}) &= \left(4 \int \mathrm{d}^3 \mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \times |\tilde{\eta}|^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \right) \Big|_{k_z=0} \\ &= 4 \int \mathrm{d}k'_x \mathrm{d}k'_y \mathrm{d}k'_z \mathcal{P}_{3D,\delta}(k'_x, k'_y, 0) \times |\tilde{\eta}|^2(k_x - k'_x, k_y - k'_y, -k'_z) \\ &= 4 \int \mathrm{d}k'_z \iint \mathrm{d}k'_x \mathrm{d}k'_y \mathcal{P}_{3D,\delta}(k'_x, k'_y, 0) \times |\tilde{\eta}|^2(k_x - k'_x, k_y - k'_y, -k'_z) \end{aligned}$$

On reconnait alors une convolution 2D, et avec le changement de variable qui va bien en k_z , on obtient une expression du spectre de puissance des fluctuations 2D dans l'hypothèse que les fluctuations 3D sont issues d'un champ aléatoire gaussien :

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\boldsymbol{\kappa}) = 4 \int dk_z (\mathcal{P}_{3D,\delta} ** |\tilde{\eta}|^2) (\boldsymbol{\kappa}, k_z) \quad (\text{A.11})$$

A.2.2 | Variance sous hypothèse de champ Gaussien

Via le théorème de König-Huygens, la variance d'une variable aléatoire peut s'écrire :

$$\text{Var } X = \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2$$

En prenant la variance de l'Eq. A.10 au lieu de son espérance, on obtient :

$$\text{Var } |\mathcal{T}\mathcal{F}_{2D} \{ \Delta \} (\boldsymbol{\kappa})|^2 = 8 \langle |(\tilde{\eta} ** * \tilde{\delta})(\mathbf{k})|_{k_z=0}^4 \rangle - 8 \langle |(\tilde{\eta} ** * \tilde{\delta})(\mathbf{k})|_{k_z=0}^2 \rangle^2$$

En développant la convolution à gauche, on remarquera qu'il faut cette fois calculer un genre de corrélation à 4 points du champ $\tilde{\delta}$:

$$\begin{aligned} \langle |(\tilde{\eta} ** * \tilde{\delta})(\mathbf{k})|^4 \rangle &= \left\langle \left| \int d^3k' \tilde{\delta}(\mathbf{k}') \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \right|^4 \right\rangle \\ &= \int \int \int \int d^3k_1 d^3k_2 d^3k_3 d^3k_4 \\ &\times \langle \tilde{\delta}(\mathbf{k}_1) \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}_2) \tilde{\delta}(\mathbf{k}_3) \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}_4) \rangle \\ &\times \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \tilde{\eta}^*(\mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_3) \tilde{\eta}^*(\mathbf{k} - \mathbf{k}_4) \end{aligned}$$

En suivant le développement de la corrélation proposée par Clerc et al. [58]:

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\delta}(\mathbf{k}_1) \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}_2) \tilde{\delta}(\mathbf{k}_3) \tilde{\delta}^*(\mathbf{k}_4) \rangle &= \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_1) \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_3) \times \delta^D(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3) \delta^D(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_4) \\ &+ \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_1) \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_2) \times \delta^D(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_4) \delta^D(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3) \\ &+ \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_1) \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_2) \times \delta^D(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \\ &+ \langle |\tilde{\delta}(\mathbf{k}_1)|^4 \rangle \times \delta^D(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \\ &+ \langle |\tilde{\delta}(\mathbf{k}_1)|^4 \rangle \times \delta^D(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \\ &+ \langle |\tilde{\delta}(\mathbf{k}_1)|^4 \rangle \times \delta^D(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \delta^D(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_4) \end{aligned}$$

Dès lors, en incluant ce développement dans l'équation précédente, et en utilisant le fait que les moments d'un champ gaussien sont entièrement définis par sa variance, ce qui permet d'écrire que $\langle |\tilde{\delta}(\mathbf{k}_1)|^4 \rangle = 3\mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_1)^2$, on obtient alors le développement suivant pour la convolution :

$$\begin{aligned} \langle |(\tilde{\eta} * * * \tilde{\delta})(\mathbf{k})|^4 \rangle &= 2 \left(\int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \right)^2 \\ &\quad + \left| \int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \times \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \times \tilde{\eta}(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \right|^2 \\ &\quad + 6 \int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}')^2 \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^4 \\ &\quad + 3 \int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}')^2 \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 \end{aligned}$$

Finalement, la variance peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} \text{Var } |\mathcal{TF}_{2D} \{ \Delta \}(\boldsymbol{\kappa})|^2 &= 8 \left(\int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \right) \Big|_{k_z=0}^2 \\ &\quad + 8 \left| \int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}') \times \tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \times \tilde{\eta}(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \right| \Big|_{k_z=0}^2 \\ &\quad + 48 \int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}')^2 \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^4 \Big|_{k_z=0} \\ &\quad + 24 \int d^3\mathbf{k}' \mathcal{P}_{3D,\delta}(\mathbf{k}')^2 \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \times |\tilde{\eta}(\mathbf{k} + \mathbf{k}')|^2 \Big|_{k_z=0} \end{aligned}$$

Comme expliqué dans le Chap. 2, cette expression est à la fois intense à évaluer numériquement et ne contient pas les autres sources de variances dans le budget d'erreur. Une approche préférable est de l'estimer via de l'inférence basée sur les simulations.

Papiers publiés

Dans cet appendice, j'inclus les publications que j'ai rédigées au cours de ma thèse. Dans ces 3 papiers, sont présents dans l'ordre chronologique :

1. Un *intrus* travail sur la fraction d'étoiles d'antimatières dans le voisinage du système solaire que j'ai publié à l'issue de mon stage de fin d'étude. Le thème est très loin de ce que j'ai abordé lors de ce manuscrit, donc je préfère brièvement le résumer ici. Des détections potentielles d'anti-hélium, effectuées par le détecteur de rayons cosmiques AMS-02 embarqué sur l'ISS, pourraient indiquer l'existence d'étoiles d'antimatière ou antiétoiles dans le voisinage solaire si confirmées¹. Dans ce contexte, j'ai utilisé les données accumulées par le télescope *Fermi* sur les 10 dernières années pour contraindre l'existence de tels objets, visibles en rayons γ . De ce travail, j'ai pu contraindre le taux d'antiétoiles dans le disque de la Voie lactée à 1/400000 étoiles ordinaires, ce qui est une contrainte plus forte que ce qui existait déjà, tout en étant plus réaliste. Les données de *Fermi* ne peuvent cependant pas exclure la présence d'antiétoiles dans le halo galactique.
2. Le papier d'analyse des données X-COP, qui a permis d'estimer pour la première fois des contraintes sur les fluctuations de densité en intégrant la variance d'échantillonnage dans le budget d'erreur, et contenant l'analyse radiale des propriétés des fluctuations. Le chapitre correspondant est le Chap. 3.
3. Le *pre-print* du papier d'analyse des données CHEX-MATE, qui est la suite de l'investigation initialement menée sur X-COP. J'y ai contraint les propriétés des fluctuations de densité pour une population plus large d'amas, avec des états dynamiques, masses et *redshift* variés. Le chapitre correspondant est le Chap. 4.

¹À ce jour, les détections ne sont pas confirmées. Une telle découverte nécessite des seuils de confiance très élevés, car elle pourrait radicalement changer la manière dont on conçoit la formation de l'Univers. Des simulations importantes de *background* sont en cours pour évaluer la signifiante des 8 candidats d'antihélium.

Constraints on the antistar fraction in the Solar system neighborhood from the 10-years *Fermi* Large Area Telescope gamma-ray source catalog

Simon Dupourqué, Luigi Tibaldo, and Peter von Ballmoos
Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP)
Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES
31400 Toulouse, France

(Dated: September 11, 2023)

It is generally taken for granted that our Universe is free of antimatter objects and domains. This certitude has recently been challenged by the possible detection of anti-helium nuclei by AMS-02. Should the observation be confirmed, the existence of nearby antistars would make a plausible hypothesis to explain the origin of the antinuclei. In this paper we use the 10-years Fermi Large Area Telescope (LAT) gamma-ray source catalog to set constraints on the abundance of antistars around the Sun. We identify in the catalog 14 antistar candidates not associated with any objects belonging to established gamma-ray source classes and with a spectrum compatible with baryon-antibaryon annihilation. We use them along with an estimate of the LAT sensitivity to antistars to set upper limits on the local antistar fraction f_* with respect to normal stars. We provide parametric limits as a function of the closest antistar mass, velocity, and surrounding matter density. We also employ a novel Monte Carlo method to set limits for a few hypotheses about the antistar population. For a population with properties equivalent to those of regular stars concentrated in the Galactic disk we obtain $f_* < 2.5 \times 10^{-6}$ at 95% confidence level, which is 20 times more constraining than limits previously available. For a primordial population of antistars distributed in the Galactic halo we obtain new local upper limits which decrease as a function of antistar mass M from $f_* < 0.2$ at 95% confidence level for $M = 1 M_\odot$ to $f_* < 1.6 \times 10^{-4}$ at 95% confidence level for $M = 10 M_\odot$. By combining these limits with existing microlensing constraints for lighter objects in the Magellanic clouds, we infer that a primordial population of halo antistars must have a density lower than $\mathcal{O}(10^{-5} \text{ pc}^{-3})$ to $\mathcal{O}(10^{-2} \text{ pc}^{-3})$ depending on their masses. Our limits can constrain models for the origin and propagation of antinuclei in cosmic rays.

I. INTRODUCTION

We generally take it for granted that equal amounts of matter and antimatter were produced in the Big Bang, yet the observable Universe seems to contain only negligible quantities of antimatter. Baryonic antimatter in our Solar and Galactic neighborhood can be constrained by the observation of high-energy gamma rays [1]: when coming into contact with normal matter, it would produce annihilation radiation featuring a characteristic spectrum peaking around half the mass of the neutral pion at ~ 70 MeV, and with a cutoff around the mass of the proton at 938 MeV [2]. The non detection of this annihilation feature in gamma rays has virtually excluded the existence of substantial amounts of baryonic antimatter in the solar system, the solar neighborhood, the Milky Way, and up to the scale of galaxy clusters [1, 3, 4]. When combined with observations of the largely isotropic Cosmic Microwave Background, the lack of an “MeV-bump” in gamma-rays has led to the presently accepted paradigm in which a matter-antimatter symmetric Universe can be ruled out [5].

Presently, baryon asymmetry is regarded as one of the deepest enigmas of nature. While emerging in the macroscopic Universe, its origin has been sought mainly in the microscopic world of particle physics. The discoveries that weak interactions violate parity invariance (P violation [6]) and charge-parity symmetry (CP violation [7]) were the first experimental clues leading to *baryogenesis* scenarios for explaining the excess of matter over antimatter. In baryogenesis scenarios, the reheating that follows the inflationary epoch produces an initially symmetric universe (equal abundances of matter and antimatter), and then departure from the CP invariant state out of thermal equilibrium and the dynamical production of a net baryon number result in the observed baryon asymmetry [8].

The hitherto observed symmetry violations are, however, far too minute to explain the observed baryon asymmetry quantitatively. Despite continuing efforts, baryon-number violating processes have not yet been observed, and CP violation in the quark sector seems many orders of magnitude below what the observed baryon asymmetry would require. Recent results from the T2K experiment indicate that CP symmetry might be violated in the lepton sector [9], pointing towards a process called *leptogenesis* for generating the matter-antimatter asymmetry. A primordial imbalance of the number of leptons over antileptons would be later converted to a baryon asymmetry.

While some form of baryogenesis or leptogenesis can still be considered the prevailing explanation for the observed baryon asymmetry, this is nowhere near being on a firm footing. Consequently, alternative scenarios for solving the problem are appearing - or make surface again. Amongst a long list of competing theories, let us point out only two of the more recent ones: the Dirac-Milne Universe of Benoit-Lévy and Chardin [10], under scrutiny via the experimental

study of the gravitational behavior of antimatter [11], and the CPT-symmetric Universe of Boyle *et al.* [12], which could explain recent tantalizing observations by the ANITA experiment [13].

The standard paradigm that our local Universe is completely matter dominated has recently been challenged by the tentative detection of a few anti-helium nuclei by the Alpha Magnetic Spectrometer experiment (AMS-02) on the International Space Station [14]. AMS-02 measures roughly one anti-helium in a hundred million helium. Amongst the eight anti-helium events reported, six are compatible with being anti-helium-3 and two with anti-helium-4. Several authors, e.g., Salati *et al.* [15], had pointed out that “the detection of a single anti-helium [...] would be a smoking gun [...] for the existence of antistars and of antigalaxies”.

Nevertheless, alternative explanations for the AMS-02 events have been explored by Poulin *et al.* [16]. They concluded that neither spallation from primary cosmic-ray protons and helium nuclei onto the interstellar medium (ISM), nor the annihilation of hypothetical dark-matter particles seems to be able to explain the observed flux of anti-helium. They give substance to the hypothesis that the only way to account for the observation of anti-helium, if it is confirmed, is indeed the existence of nearby anticlouds or antistars, with the most likely explanation given by antistars in the solar neighborhood. While the latest efforts rule out even more convincingly the spallation hypothesis [17], the tuning of dark-matter theories to produce larger quantities of anti-nuclei is still an open avenue [18, 19]. For a recent review on the subject see also von Doetinchem *et al.* [20].

As discussed since Steigman [1] and recently remarked by Poulin *et al.* [16], gamma-ray observations can be used to constrain the abundance of nearby antistars. Therefore, in this paper we use the recently published 4th catalog of high-energy gamma-ray sources detected with the *Fermi* Large Area Telescope (LAT) data release 2 (4FGL-DR2) [21, 22] to derive constraints on the existence of antistars in the solar neighborhood. The paper is organized as follows: in Section II we select antistar candidates in 4FGL-DR2 and compute the sensitivity of the LAT to an antistar signal; in Section III we use the 4FGL-DR2 candidates and the sensitivity we determined to constrain the antistar fraction using various methods and assumptions; finally Section IV presents a summary of our work and some discussions on its implications and future perspectives.

II. CONSTRAINING ANTISTARS WITH 4FGL-DR2

A. Antistar candidates in 4FGL-DR2

4FGL-DR2 [21, 22] is based on 10 years of observations with the LAT in the energy range from 50 MeV to 1 TeV. It contains 5787 gamma-ray sources with their spectral parameters, spectral energy distributions, light curves, and multiwavelength associations. Source detection in 4FGL-DR2 is based on the likelihood ratio test. More specifically it is based on the Test Statistic (TS) defined as

$$\text{TS} = 2 \log \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} \quad (1)$$

where \mathcal{L} is the likelihood of the model including the candidate gamma-ray source and \mathcal{L}_0 is the likelihood of the background model not including the source. The main backgrounds for source detection in the LAT band are interstellar gamma-ray emission produced by interactions of cosmic rays with interstellar matter and fields, and the isotropic background that is a mix of extragalactic diffuse emission and a residual contamination from CR interactions in the LAT misclassified as gamma rays.

We select antistar candidates in 4FGL-DR2¹ based on the following criteria:

- extended sources are excluded since the angular size of a star is several orders of magnitude smaller than the LAT resolution at low energy, thus antistars are expected to be point-like sources;
- sources associated with objects known from other wavelengths that belong to established gamma-ray source classes (e.g., pulsars, active galactic nuclei) are excluded;
- sources with total TS summed for energy bands above 1 GeV larger than 9 (that is, emission detected at $> 3\sigma$ above 1 GeV) are excluded since the emission spectrum from proton-antiproton annihilation is null above 938 MeV (mass of the proton); the high-energy cutoff makes it possible to differentiate the matter-antimatter annihilation signal from the well-known pion-bump signal produced by interactions of cosmic rays

¹ We used the initial release of the catalog (file `gll_psc.v23.fit`), but we checked that all results are unchanged for the latest version available at the moment of writing which includes more optical classifications (file `gll_psc.v26.fit`).

TABLE I. Antistar candidates in 4FGL-DR2 and their properties: Galactic longitude l , Galactic latitude b , energy flux J and photon flux Φ in broad energy ranges given by the catalog, and TS summed for the energy bands > 1 GeV.

Name	l degrees	b degrees	J (0.1 - 100 GeV) $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Φ (1 - 100 GeV) $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	TS (1 - 100 GeV)
4FGL J0548.6+1200	194.9	-8.1	$(4.2 \pm 0.9) \times 10^{-12}$	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{-10}$	8.17001
4FGL J0948.0-3859	268.3	11.2	$(2.5 \pm 0.7) \times 10^{-12}$	$(1.4 \pm 0.5) \times 10^{-10}$	3.17782
4FGL J1112.0+1021	243.8	61.2	$(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-12}$	$(6.0 \pm 2.4) \times 10^{-11}$	6.18527
4FGL J1232.1+5953	127.4	57.1	$(1.8 \pm 0.3) \times 10^{-12}$	$(4.7 \pm 1.8) \times 10^{-11}$	3.27565
4FGL J1348.5-8700	303.7	-24.2	$(3.0 \pm 0.6) \times 10^{-12}$	$(9.3 \pm 3.3) \times 10^{-11}$	7.04146
4FGL J1710.8+1135	32.2	27.5	$(2.5 \pm 0.6) \times 10^{-12}$	$(4.8 \pm 2.3) \times 10^{-11}$	0.552135
4FGL J1721.4+2529	48.1	30.2	$(3.3 \pm 0.5) \times 10^{-12}$	$(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-10}$	8.78427
4FGL J1756.3+0236	28.9	13.4	$(4.4 \pm 1.0) \times 10^{-12}$	$(1.9 \pm 0.5) \times 10^{-10}$	5.02135
4FGL J1759.0-0107	25.9	11.1	$(5.9 \pm 1.3) \times 10^{-12}$	$(2.5 \pm 0.6) \times 10^{-10}$	8.62541
4FGL J1806.2-1347	15.5	3.5	$(9.4 \pm 2.2) \times 10^{-12}$	$(4.7 \pm 1.0) \times 10^{-10}$	7.76874
4FGL J2029.1-3050	12.3	-33.4	$(2.6 \pm 0.6) \times 10^{-12}$	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-10}$	7.99515
4FGL J2047.5+4356	83.9	0.3	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-11}$	$(4.5 \pm 1.6) \times 10^{-10}$	5.17449
4FGL J2237.6-5126	339.8	-55.0	$(2.3 \pm 0.5) \times 10^{-12}$	$(7.0 \pm 2.4) \times 10^{-11}$	0.714205
4FGL J2330.5-2445	35.8	-71.7	$(1.6 \pm 0.4) \times 10^{-12}$	$(8.6 \pm 2.6) \times 10^{-11}$	8.69572

with an approximate power-law spectrum onto the ISM and seen in the Galactic interstellar emission and a few supernova remnants [23, 24]; to our knowledge this is the first time that spectral criteria are used to select candidate antistars in gamma-ray catalogs;

- sources flagged in the catalog as potential spurious detections related to uncertainties in the background models or nearby bright sources (flags 1 to 6) are excluded.

This results in 14 antistar candidates listed in Table I. Figure 1 shows their positions in the sky and fluxes. They do not follow a particular pattern on the sky, and they are all faint and close to the LAT detectability threshold. Therefore, their spectra² are characterized by sizable uncertainties. The nature of these sources cannot be firmly established at present. Besides the tentative antistar interpretation, they may be sources belonging to a known gamma-ray source class, such as pulsars or active galactic nuclei, that could be identified by searching for periodicity in gamma-ray [e.g., 25] and radio data [e.g., 26], or for spectral signatures in optical and infrared observations [e.g., 27], respectively. Furthermore, they may also correspond to imperfections of the background interstellar emission model, e.g. owing to limitations of ISM tracers, for which improvements can be achieved thanks to multiwavelength data (for details on the latter aspect see, e.g., [21]). Identifying the sources as antistars seems more challenging, and may be attempted, for instance, using X-ray polarimetry [28]. Proving or disproving the antistar interpretation therefore requires significant multiwavelength work which is beyond the scope of this paper. In the following we will use the candidate list to set upper limits on the antistar abundance in the region around the Sun.

B. Sensitivity to an antistar signal

In order to use the candidates to constrain the population of antistars in the solar neighborhood we need to establish the sensitivity to an antistar signal in 4FGL-DR2. 4FGL-DR2 sources were selected based on the criterion that $TS \geq 25$ over the entire energy band from 50 MeV to 1 TeV (detection significance $\geq 4.1\sigma$). Thus, to determine whether an antistar would appear in the catalog, we need to determine the minimum flux that it must have so that its $TS = 25$.

To do so, we follow the method proposed in Appendix A of the first *Fermi*-LAT source catalog (1FGL) [29]. This consists in calculating semi-analytically TS for a pointlike source based on the Instrument Response Functions (IRFs) of the LAT, the spectrum of the source $S(E)$ and the background model $B(E)$. In order to account for photons with different reconstruction qualities, the analysis in 4FGL-DR2 is separated for 15 components, detailed in Table 2 of the 4FGL article [21]. The analysis used to build 4FGL includes in addition weights $w(E)$ to take into account the systematic uncertainties of the background model. By extending the semi-analytical TS formula from 1FGL to

² Spectra are available on the 4FGL-DR2 webpage at https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/10yr_catalog/.

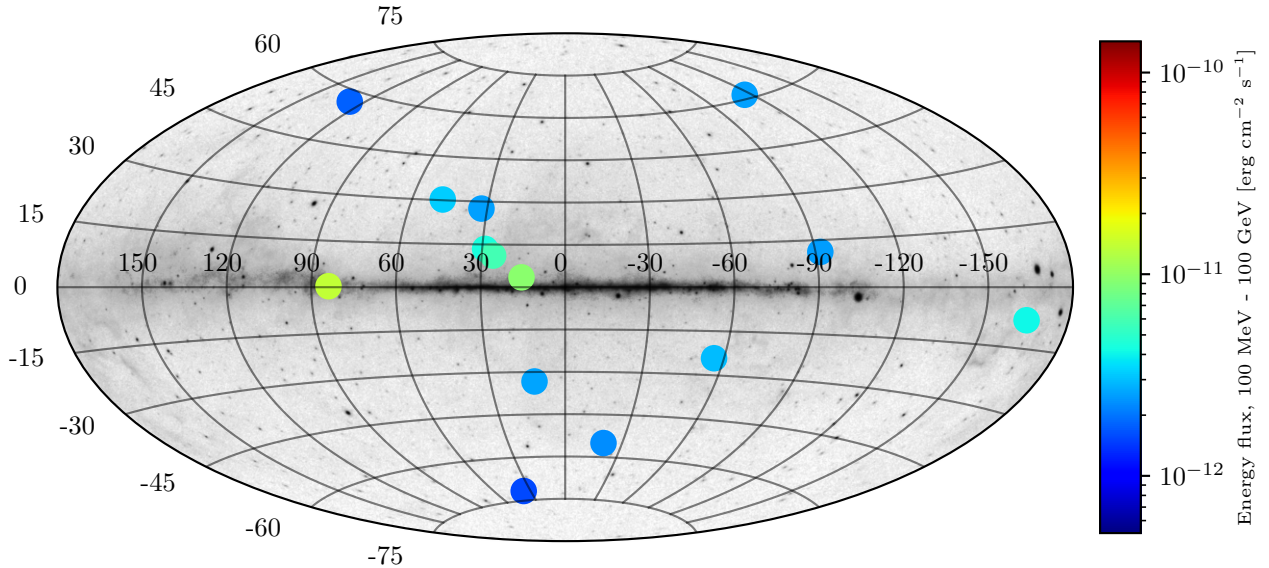


FIG. 1. Positions and energy flux in the 100 MeV - 100 GeV range of antistar candidates selected in 4FGL-DR2. Galactic coordinates. The background image shows the Fermi 5-year all-sky photon counts above 1 GeV (Image credit: NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration)

account for the multiple components and weights we obtain:

$$TS = \sum_{\text{component}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \, d \log E \, \{2 \, \text{Exp}(E) \, A(E) \, B(E) \, w(E)\}. \quad (2)$$

where $A(E)$ is defined as

$$\begin{cases} A(E) = \int_0^{\theta_{\max}} 2\pi \sin \theta \, d\theta \, \{(1 + g(\theta, E)) \log(1 + g(\theta, E)) - g(\theta, E)\} \\ g(\theta, E) = \frac{S(E) \, \text{PSF}(\theta, E)}{B(E)}. \end{cases}$$

Let us define the different terms involved in the equation 2:

- $\text{PSF}(\theta, E)$ [sr^{-1}] represents the Point Spread Function (PSF) of the LAT, as a function of θ , the angular distance to the source position, and E , the energy of the photon;
- $\text{Exp}(E)$ [$\text{cm}^2 \, \text{s}$] represents the exposure, i.e. the product of the effective area and the observation livetime;
- $B(E)$ [$\text{MeV}^{-1} \, \text{cm}^{-2} \, \text{s}^{-1} \, \text{sr}^{-1}$] represents the interstellar and isotropic background model.
- $S(E)$ [$\text{MeV}^{-1} \, \text{cm}^{-2} \, \text{s}^{-1}$] represents the spectrum of the source;
- $w(E)$ represents the weights introduced into the analysis of 4FGL.

The exposure, PSF, and background intensity in formula 2 vary as function of position in the sky. We calculated the first two for the list of Good Time Intervals and set of IRFs used in 4FGL-DR2 using the `fermitools` version 1.2.23. We also employ the background models from 4FGL-DR2 (see Acero *et al.* [30] for more details on the methodology to construct the model). All maps are calculated in Galactic coordinates with a resolution of $(0.125^\circ)^2$, corresponding to the resolution of the background model, and in Hammer-Aitoff projection in order to minimize distortions at high latitudes. The source spectrum $S(E)$ is assumed to be the $p - \bar{p}$ annihilation spectrum from Backenstoss *et al.* [2]. In order to approximately account for the source confusion limit, the solid angle integral is computed up to the mean angular distance between sources in the catalog in 4FGL-DR2 $\theta_{\max} = 1.5062 \, \text{deg}$ [29]. The weights are calculated according to Appendix B in the 4FGL paper [21], which requires to calculate the number of background events within

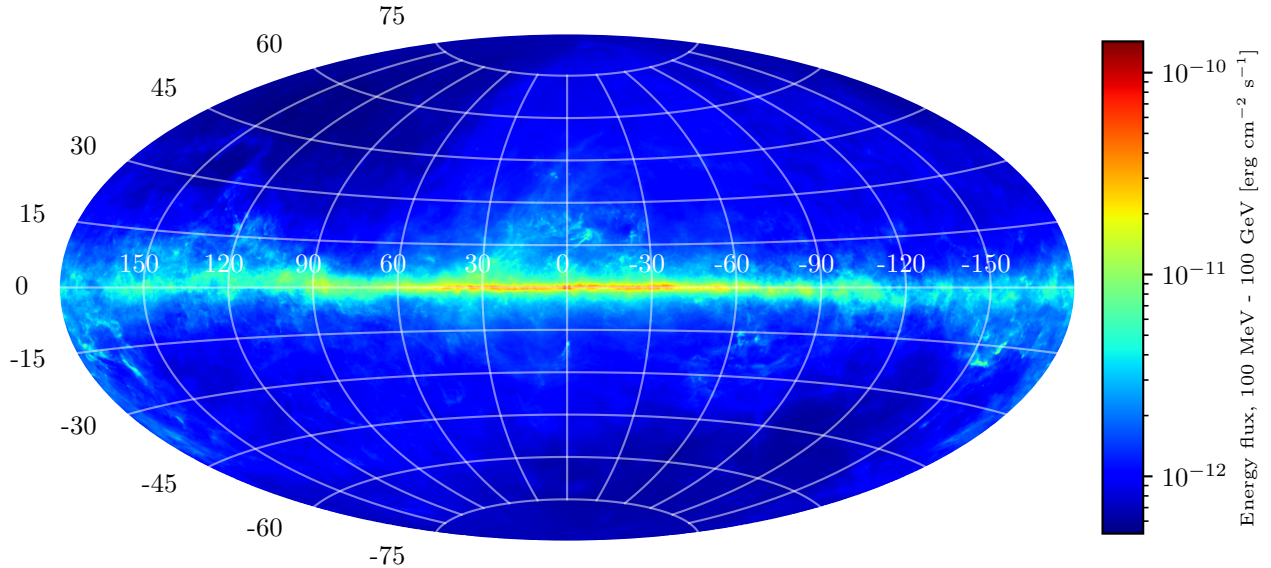


FIG. 2. Minimum energy flux in the 100 MeV - 100 GeV energy range for a pointlike source with matter-antimatter annihilation spectrum to be detectable in the 4FGL-DR2 catalog. Galactic coordinates.

the PSF of the LAT for each energy band. We use model-based weights derived from the 4FGL-DR2 background model. The number of counts N_k from Equation B.4 of 4FGL thus becomes:

$$N_k(E) = \int_E^{2E} dE' Exp(E')B(E') \int_0^{\theta_{\max}} 2\pi \sin \theta d\theta \frac{PSF(\theta, E')}{PSF(0, E')}. \quad (3)$$

The LAT sensitivity to an antistar signal can therefore be expressed in the form of a sky map, where each pixel represents the flux necessary to obtain $TS = 25$ for a pointlike source with a matter-antimatter annihilation spectrum at this position. The resulting sky map is shown in Figure 2 and also available in machine-readable format at the CDS³. It is given in units of energy flux integrated in the energy range from 100 MeV to 100 GeV to be readily comparable to 4FGL-DR2. Since the main background is given by Galactic interstellar emission, as expected antistars would be more easily observed outside the Galactic plane, which tends to be the case for our candidates.

Our estimate of the sensitivity is not fully consistent with the analysis used to build the 4FGL catalog because the $p - \bar{p}$ spectrum is not among the spectral forms considered for source detection. We calculated the sensitivity for a pointlike source with a power-law spectrum of spectral index 2.7, which is used for the detection of soft sources in 4FGL [21, Table 3]. This does not entirely match the case of interest either, i.e., a source with $p - \bar{p}$ annihilation spectrum analysed by assuming a power-law spectrum. However, we can use the result to gauge the impact on our limits on antistars. The sensitivity for a power-law source of spectral index 2.7 is always better than for the $p - \bar{p}$ annihilation spectrum, with a median ratio over the sky for the minimum detectable energy flux in the 100 MeV - 100 GeV energy range of 0.67. For the rest of the paper we will use the more conservative estimate of the sensitivity based on the $p - \bar{p}$ annihilation spectrum. Using the sensitivity for a soft power-law source would make all our limits stronger.

III. THE FRACTION OF ANTISTARS IN THE SOLAR SYSTEM NEIGHBORHOOD

A. Gamma-ray flux of an antistar

The limits on the antistar population in the solar neighborhood are established based on the hypothesis that antistars in the Galaxy would accrete matter from the ISM with subsequent $p - \bar{p}$ annihilation at their surface [1].

³ Available at CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/other/PhRvD>

Following the steps of Steigman [1], we compute the total luminosity of an antistar for Bondi-Hoyle-Littleton accretion [31] and using the gamma-ray yield per $p - \bar{p}$ annihilation from Backenstoss *et al.* [2]. Taking into account explicitly the speed of sound c and the density of matter ρ in the ISM, this yields

$$L_\gamma = 8.45 \times 10^{35} \left(\frac{\rho}{\text{m}_p \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{\sqrt{v^2 + c^2}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-3} [\text{ph s}^{-1}]. \quad (4)$$

The remaining parameters are the antistar mass M and its velocity v with respect to the ISM. Assuming isotropic gamma-ray emission and that there is no significant absorption during the propagation, the total source flux at a distance d is $\Phi = L_\gamma/4\pi d^2$.

Owing to the unavailability of measurements of the annihilation cross sections for reactions of antinuclei other than $p - \bar{p}$ and the lack of robust prescriptions on the elemental and isotopic composition of antistars, all along this study we neglect the effect of species heavier than p both in antistars and in the ISM. Taking those into account would make all the upper limits derived in the following sections stronger.

Beside antistar properties, the calculation of the gamma-ray fluxes requires some knowledge about the ISM.

- Throughout this work we fix $c = 1 \text{ km s}^{-1}$, i.e., the isothermal sound speed of the dominant cool atomic phase in the ISM at a temperature of 100 K [32]. Variations of c of a factor of a few that are known to occur in the ISM are not expected to change substantially our conclusions for antistars with velocities ranging from tens to hundreds of km s^{-1} which will be mainly discussed below.
- In Sections III C 2 and III C 3 the density of interstellar hydrogen at the antistar positions is calculated based on the model by Shibata *et al.* [33].
- In Sections III C 2 and III C 3 the velocity of the antistars is converted into velocity with respect to the ISM under the hypothesis of purely circular motion of the ISM around the Galactic center, described by the universal rotation curve of Persic *et al.* [34] with the parameters for the Milky Way inferred from recent parallax distance measurements of high-mass star-forming regions [35].

B. Parametric derivation of the antistar fraction

In this section we establish limits on the antistar fraction based on the method proposed by Steigman [1] and largely employed in the earlier literature on the subject. The method consists in assuming that the brightest antistar candidate is the nearest antistar. One can thus determine its distance based on its photon flux Φ_{max} for any mass, velocity, and ISM density values. The sphere with radius equal to such distance is assumed to contain at most one antistar, and the fraction of antistars to normal stars is given by $f_* = (n_* V)^{-1}$ where n_* is the local star density (for which we assume the value of 0.15 pc^{-3} from Latyshev [36]), and V is the volume of the sphere.

In parametric form, the antistar fraction upper limit is given by

$$f_* \leq 2.68 \times 10^3 \left(\frac{\Phi_{\text{max}}}{\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{\text{m}_p \text{ cm}^{-3}} \right)^{-3/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-3} \left(\frac{\sqrt{v^2 + c^2}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{9/2} \quad (5)$$

We use the energy flux in the 100 MeV-100 GeV energy range from 4FGL-DR2 to obtain the total photon flux for the $p - \bar{p}$ annihilation spectrum [2], and thus obtain the minimal distances and upper limits on the antistar fraction shown in in Figure 3 as a function of antistar mass and velocity for an ISM density of $\rho = 1 \text{ m}_p \text{ cm}^{-3}$.

The distance to the closest antistar and corresponding antistar fraction varies very much based on the assumed parameter values. For example, taking $M = 1 M_\odot$, $v = 10 \text{ km s}^{-1}$, and $\rho = 1 \text{ m}_p \text{ cm}^{-3}$ the closest antistar would be at 10 pc, which would yield an upper limit on the fraction $f_* \leq 10^{-8}$. For comparison, the upper limit provided by Steigman was $f_* \leq 10^{-4}$ based on SAS-2 data [1].

In 2014, von Ballmoos inferred an upper limit $f_* < 4 \times 10^{-5}$ using unassociated sources from the LAT 2-year Source Catalog 2FGL [4]. Our upper limit on the antistar fraction is stronger because antistar candidates are selected according to more restrictive criteria, notably the lack of significant emission above 1 GeV, drastically reducing their number. Moreover, the accumulation of additional data by the LAT also makes it possible to observe sources whose photon flux is 10 times lower than those selected by von Ballmoos [4]: their distance would be larger, thus lowering the upper limit on the fraction.

This method for estimating f_* has several limitations: it relies on arbitrary choices for the parameters and the obtained limits do not have a well-defined statistical meaning. In addition, Equation 5 takes into account the flux of one source only, neglecting the rest of the exploitable information.

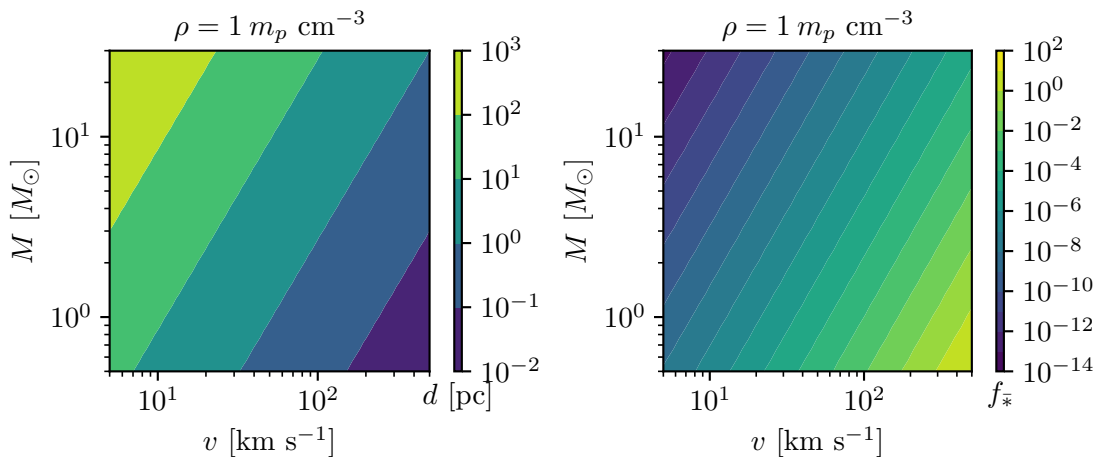


FIG. 3. Left: distance d of the closest antistar candidate in the 4FGL-DR2 catalog based on the luminosity relation in Equation 4. Right: corresponding upper limit on the antistar fraction f_* from Equation 5. In both panels the quantities are shown as a function of velocity v w.r.t. the ISM and antistar mass M for an ISM density $\rho = 1 m_p \text{ cm}^{-3}$.

C. Monte Carlo derivation of the antistar fraction

1. General method description

To overcome the limitations of the previous procedure, we propose a novel Monte Carlo method. The method relies on a well-defined hypothesis on the antistar population with only one free parameter (the antistar fraction f_* or the antistar density n_*). Based on this hypothesis we build an estimator \hat{N}_* for the number of antistars that should be detected for a given value of the free parameter. For each parameter value, we generate 1000 synthetic antistar populations according to the hypothesis and calculate the associated gamma-ray fluxes. The fluxes are then compared to the sensitivity map (Figure 2) to check whether the synthetic sources would be detected or not, and determine the number of expected detections.

We note that this method does not provide accurate results w.r.t. to effects relevant to individual sources (e.g., presence of a nearby source, small-scale fluctuation of the ISM density). However, owing to the large number of populations generated, the procedure should provide a reliable estimation of the average number of expected detections.

We determine the value of the free parameters that yields $\hat{N}_* \leq 14$ for 95% of the synthetic populations, and $\hat{N}_* > 14$ for 5% of the populations, where 14 is the number of antistar candidates found in 4FGL-DR2 (Section II A). This provides a 95% confidence level upper limit on the parameter value. The value is determined via the probabilistic bisection algorithm [37], which is an adaptation of the classical bisection algorithm for stochastic root finding. We use the implementation⁴ of this algorithm by Fass *et al.* [38] with the maximum number of iterations on the parameter value set to 1000.

2. Antistar fraction for a young disk population

The first hypothesis that we consider is that antistars have the same properties as normal stars, dominated by the young stellar populations in the Galactic disk. Although difficult to justify physically⁵, this hypothesis makes it possible to compare our results with previous works that employ star-like parameters for antistars. In order to generate synthetic star population we use the code `Galaxia` [39], which implements the state-of-the-art Besançon model [40]. The free parameter here is the fraction f_* , and the generation of a Monte Carlo population at a given f_* is done by randomly selecting stars from a `Galaxia` population with probability f_* . Populations are generated for a maximum distance of 11 kpc, which corresponds to the maximal detection distance by the LAT for star properties according to the considered model.

⁴ Publicly available at <https://github.com/choderalab/thresholds>.

⁵ See, e.g., the discussion in Poulin *et al.* [16] on the challenges to the hypothesis that antistars are actively forming in the Milky Way at the current epoch, which would require the survival of anticlouds from the early Universe within the Galactic ISM.

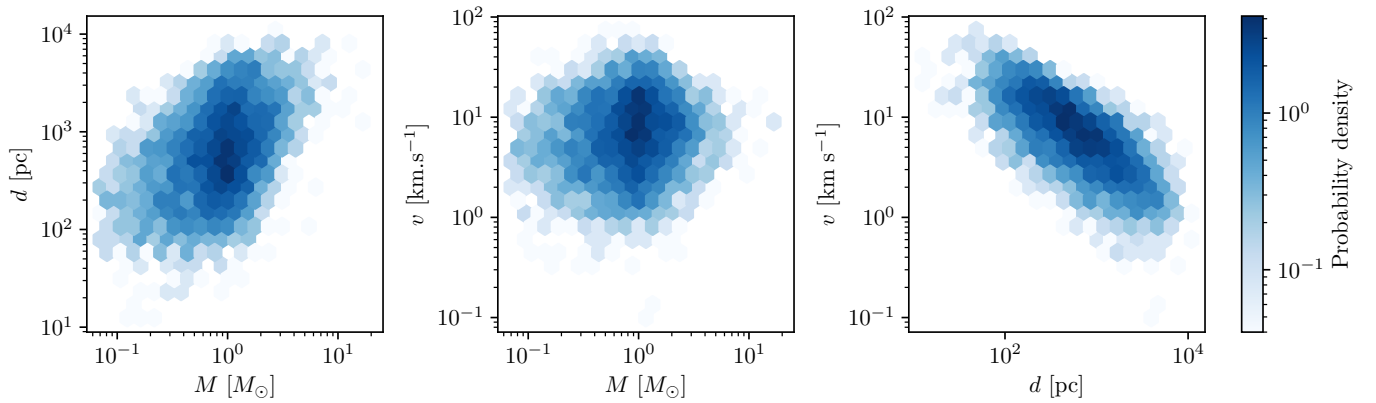


FIG. 4. Distribution of detected-antistar properties obtained from a *Galaxia* synthetic population, by comparing the flux from Equation 4 with the LAT sensitivity (see Figure 2).

Using this method, the local fraction of antistars is estimated at $f_{\bar{*}} < 2.5 \times 10^{-6}$ at 95% confidence level. This result is 20 times more constraining than the limit reported based on 2FGL [4], and no longer relies on arbitrary choices for the antistar properties.

For starlike properties the antistars more likely detected by the LAT would have masses $\sim 1 M_{\odot}$, velocities w.r.t. the ISM of $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, and distances of $\sim 500 \text{ pc}$. Figure 4 shows the projections of the detection probability density as a function of mass, distance, and velocity. Stars with masses $< 1 M_{\odot}$, although more abundant, are not efficient enough in terms of accretion to be predominant in the detected sources. Velocity is a key component, it is mainly the speed of an antistar that will determine the maximum distance at which it can be observed. Stars of high mass and especially of low velocity are the most distant objects observable by the LAT, up to 10 kpc.

3. Antistar fraction for a primordial halo population

A more physically-motivated scenario discussed in the literature is that antistars may be primordial objects produced in the early Universe, e.g., in the Affleck-Dine scenario for baryogenesis [41, 42]. Under this hypothesis, antistars would now be present in galactic halos as a subclass of primordial baryon-dense objects (BDOs). The contribution of BDOs to halo masses was constrained so far through microlensing observations, most recently in the Magellanic Clouds by MACHO [43], EROS [44], and EROS-2 [45, 46].

We test this scenario against the 4FGL-DR2 antistar candidates by using our Monte Carlo method. Blinnikov *et al.* [42] provide a typical velocity for primordial antistars of 500 km s^{-1} . Since this velocity is close to the Galactic escape velocity we expect the gravitational potential of the Milky Way to have little impact on the spatial and velocity distribution of these objects. Therefore we generate mock antistar populations with uniform spatial distribution and a velocity of 500 km s^{-1} with isotropic distribution. As we lack clear model prescriptions for the mass distribution, we repeat the procedure several times for fixed mass values in the range from $0.3 M_{\odot}$ to $10 M_{\odot}$. The mass range is chosen to compare with earlier results from microlensing. The lower bound is driven by computational efficiency owing to the fact that a huge number of antistars is needed to reach 14 LAT detection for such low masses. As we will see in this low mass range the gamma-ray constraints are anyway weaker than other existing upper limits from microlensing. The upper bound reflects the model prediction that antistars heavier than a few solar masses are less likely to be found [41].

The populations are generated in a sphere with a radius of 70 pc centered at the Sun position, which corresponds to the maximum distance for a detection with the LAT for objects of $10 M_{\odot}$ and speed of 500 km s^{-1} . For a given mass M , the number density of antistars $n_{\bar{*}}$ is determined using the procedure detailed in Section III C 1. The fraction of antistars $f_{\bar{*}}$ can then be estimated by taking the ratio of the density $n_{\bar{*}}$ over the local star density $n_{*} = 0.15 \text{ pc}^{-3}$ [36]. We also compute the mass fraction defined as the ratio of the antistar mass to the local dark-matter density ($\rho_{\text{DM}} = 0.0088 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ [47]), $f_M = Mn_{\bar{*}}/\rho_{\text{DM}}$, in order to compare with earlier results from microlensing in the Magellanic Clouds.

The resulting antistar fraction $f_{\bar{*}}$ and mass fraction f_M are shown in Figure 5. Gamma rays provide novel constraints

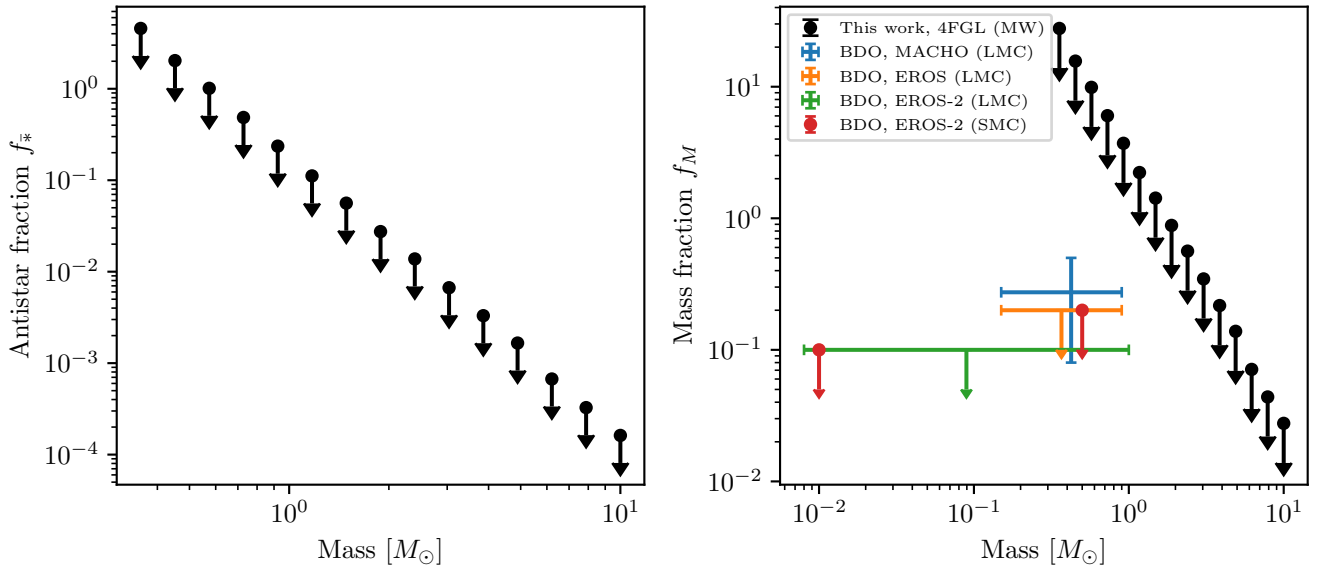


FIG. 5. Antistar fraction (left) and mass fraction (right) upper limits as a function of antistar mass obtained from 4FGL-DR2 under the hypothesis that antistars are primordial objects evolving in the Milky Way (MW) halo (see text for details). In the right panel we compare gamma-ray constraints on antistars to earlier results from microlensing experiments on BDOs for the Large Magellanic Cloud (LMC) and Small Magellanic Cloud (SMC).

for the mass range $\gtrsim 1 M_{\odot}$, while for smaller masses microlensing constraints from nearby galaxies remain stronger⁶. Owing to their large speed, and therefore low accretion rates, primordial antistars can be detected by the LAT only at very limited distances from the Sun ($d < 70$ pc), and for low masses the gamma-ray upper limits are so weak that they exceed the number of observed stars and even total mass density.

IV. SUMMARY AND DISCUSSION

We have identified in the 10-year *Fermi* LAT gamma-ray source catalog (4FGL-DR2) 14 antistar candidates that are not associated with any objects belonging to established gamma-ray source classes and are spectrally compatible with the expected signal from baryon-antibaryon annihilation. Furthermore, we have calculated the sensitivity of 4FGL-DR2 to pointlike sources powered by matter-antimatter annihilation.

Under the hypothesis that antistars in the Milky Way produce gamma rays by accreting interstellar matter that annihilates at their surface, the above results can be used to constrain the properties of hypothetical antistar populations in the Milky Way. Following the methodology used in the earlier literature on the subject, we have derived a parametric formula which provides upper limits on the antistar fraction as a function of the closest antistar mass, velocity, and surrounding medium density (Equation 5). Our work provides stronger upper limits than those already available thanks to the improved sensitivity reached in 4FGL-DR2, and owing to more restrictive criteria in the candidate antistar selection taking into account spectral properties.

Furthermore, we have developed a novel Monte Carlo method that makes it possible to derive upper limits on the antistar fraction in the Solar system neighborhood (a few tens of pc to a few kpc depending on the scenario considered). It takes into account the entire sample of candidate antistars, it is based on well-defined hypotheses on the putative antistar population rather than somewhat arbitrary parameter value choices, and it provides upper limits with a well-defined statistical meaning. For an antistar population with properties equivalent to those of regular stars, dominated by the young stellar populations in the Galactic disk, the local fraction of antistars over normal stars is constrained to be $f_{*} < 2.5 \times 10^{-6}$ at 95% confidence level. This limit is ~ 20 times more constraining than previous results based on similar hypotheses [4]. For the more physically-grounded hypothesis of a primordial population of

⁶ We note that microlensing constraints apply to BDOs, while the gamma-ray constraints we derived only to antistars, which are a subclass of BDOs.

antistars in the Galactic halo, gamma rays provide new constraints for the mass range $\gtrsim 1 M_{\odot}$: the upper limits on the local antistar fraction decrease as a function of antistar mass M from $f_{*} < 0.2$ at 95% confidence level for $M = 1 M_{\odot}$ to $f_{*} < 1.6 \times 10^{-4}$ at 95% confidence level for $M = 10 M_{\odot}$. For smaller masses microlensing constraints in the Magellanic Clouds remain stronger.

While one single antistar in the neighborhood of the Solar system might be at the origin of the anti-helium nuclei tentatively detected with AMS-02, our results strengthen earlier conclusions that a region of size $\mathcal{O}(1 \text{ pc})$ around the solar system should be free of antistars [16]. The antistar-free region can be as big as $\mathcal{O}(100 \text{ pc})$ for the hypothesis that antistars share the same properties as the normal stellar population concentrated in the Galactic disk. Therefore, a population of antistars producing collectively the anti-helium seems a more likely hypothesis. Interestingly, our local gamma-ray constraints and microlensing constraints for the Magellanic Clouds extrapolated to the Milky Way in its entirety still allow the existence of a primordial population of antistars with masses $< 10 M_{\odot}$ and densities lower than $\mathcal{O}(10^{-5} \text{ pc}^{-3})$ to $\mathcal{O}(10^{-2} \text{ pc}^{-3})$ in the Galactic halo.

The antistars more likely to be detected by the LAT lie at distances between a few tens of pc to $\sim 1 \text{ kpc}$, and therefore could be the same antistars producing the anti-He nuclei tentatively detected by AMS-02. However, translating quantitatively the constraints on the antistar populations to the processes at the origin of the AMS-02 anti-helium would require making hypotheses on the mechanisms that eject and accelerate anti-nuclei from antistars. Some interesting avenues are outlined by Poulin *et al.* [16]: asteroid-antistar collisions, acceleration phenomena taking place in antistar clusters, and antistar-white dwarf binary mergers. Investigating this kind of hypothesis and the uncertainties in the relevant parameters and deriving combined constraints from charged species and gamma rays is beyond the scope of our paper and left to future work, but we remark that our constraints on the antistar fraction can be used to inform the development of such upcoming modeling efforts.

At the same time the gamma-ray constraints can be improved thanks to multiwavelength work to clarify the nature of antistar candidates, as well as to more sensitive surveys in gamma rays based on the continuation of the *Fermi* mission or data from a future gamma-ray telescope optimized for the MeV to GeV energy range [48, 49].

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the French Space Agency CNES. It is based on observations with the Large Area Telescope (LAT) embarked on the *Fermi Gamma-ray Space Telescope* [50] and has made use of the following publicly-available software packages: numpy [51], matplotlib [52], Dask (<https://dask.org/>), and astropy [53, 54]. It has also made use of the NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. The authors wish to thank J. Ballet for the explanations and remarks on the evaluation of the LAT sensitivity.

-
- [1] G. Steigman, Observational tests of antimatter cosmologies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **14**, 339 (1976).
 - [2] G. Backenstoss, M. Hasinoff, P. Pavlopoulos, J. Repond, L. Tauscher, D. Tröster, P. Blüm, R. Guigas, H. Koch, M. Meyer, *et al.*, Proton-antiproton annihilations at rest into $\pi^0\omega$, $\pi^0\eta$, $\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$, and $\pi^0\eta'$, *Nuclear Physics B* **228**, 424 (1983).
 - [3] G. Steigman, When clusters collide: constraints on antimatter on the largest scales, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2008** (10), 001.
 - [4] P. von Ballmoos, Antimatter in the Universe: constraints from gamma-ray astronomy, *Hyperfine Interactions* **228**, 100 (2014).
 - [5] A. G. Cohen, A. De Rújula, and S. L. Glashow, A Matter-Antimatter Universe?, *The Astrophysical Journal* **495**, 539 (1998).
 - [6] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, Experimental test of parity conservation in beta decay, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
 - [7] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
 - [8] A. Sakharov, Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe, *Sov. Phys. Usp.* **34**, 392 (1991).
 - [9] K. Abe, R. Akutsu, A. Ali, C. Alt, C. Andreopoulos, L. Anthony, M. Antonova, S. Aoki, A. Ariga, Y. Asada, *et al.* (The T2K collaboration), Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations, *Nature* **580**, 339 (2020).
 - [10] A. Benoit-Lévy and G. Chardin, Introducing the dirac-milne universe, *Astronomy and Astrophysics* **537**, A78 (2012).
 - [11] P. Perez, M. Doser, and W. Bertsche, Cern courier : Does antimatter fall up? (2017).
 - [12] L. Boyle, K. Finn, and N. Turok, *CPT*-symmetric universe, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 251301 (2018).
 - [13] L. A. Anchordoqui, V. Barger, J. G. Learned, D. Marfatia, and T. J. Weiler, Upgoing ANITA events as evidence of the *CPT* symmetric universe, *LHEP* **1**, 13 (2018).

- [14] S. Ting, Latest Results from the AMS Experiment on the International Space Station (2018).
- [15] P. Salati, P. Chardonnet, and J. Orloff, The anti-nuclei production of our galaxy, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **70**, 492 (1999), proceedings of the Fifth International Workshop on topics in Astroparticle and Underground Physics.
- [16] V. Poulin, P. Salati, I. Cholis, M. Kamionkowski, and J. Silk, Where do the AMS-02 antihelium events come from?, *Phys. Rev. D* **99**, 023016 (2019).
- [17] A. Shukla, A. Datta, P. von Doetinchem, D.-M. Gomez-Coral, and C. Kanitz, Large-scale simulations of antihelium production in cosmic-ray interactions, *Phys. Rev. D* **102**, 063004 (2020).
- [18] J. Heck and A. Rajaraman, How to produce antinuclei from dark matter, *Journal of Physics G Nuclear Physics* **47**, 105202 (2020).
- [19] I. Cholis, T. Linden, and D. Hooper, Antideuterons and antihelium nuclei from annihilating dark matter, *Phys. Rev. D* **102**, 103019 (2020).
- [20] P. von Doetinchem, K. Perez, T. Aramaki, S. Baker, S. Barwick, R. Bird, M. Boezio, S. E. Boggs, M. Cui, A. Datta, *et al.*, Cosmic-ray antinuclei as messengers of new physics: status and outlook for the new decade, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2020** (8), 035.
- [21] S. Abdollahi, F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, *et al.* (The Fermi-LAT collaboration), Fermi large area telescope fourth source catalog, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **247**, 33 (2020).
- [22] J. Ballet, T. H. Burnett, S. W. Digel, and B. Lott (The Fermi-LAT collaboration), Fermi large area telescope fourth source catalog data release 2 (2020).
- [23] M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, D. Bastieri, K. Bechtol, R. Bellazzini, *et al.*, Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants, *Science* **339**, 807–811 (2013).
- [24] T. Jogler and S. Funk, Revealing W51C as a Cosmic Ray Source Using Fermi-LAT Data, *Astrophys. J.* **816**, 100 (2016).
- [25] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, B. Anderson, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, and *et al.*, Detection of 16 gamma-ray pulsars through blind frequency searches using the fermi lat, *Science* **325**, 840–844 (2009).
- [26] M. J. Keith, S. Johnston, P. S. Ray, E. C. Ferrara, P. M. Saz Parkinson, O. Çelik, A. Belfiore, D. Donato, C. C. Cheung, A. A. Abdo, and *et al.*, Discovery of millisecond pulsars in radio searches of southern fermi large area telescope sources, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **414**, 1292–1300 (2011).
- [27] H. A. Peña-Herazo, R. A. Amaya-Almazán, F. Massaro, R. de Menezes, E. J. Marchesini, V. Chavushyan, A. Paggi, M. Landoni, N. Masetti, F. Ricci, and *et al.*, Optical spectroscopic observations of low-energy counterparts of fermi-lat γ -ray sources, *Astronomy and Astrophysics* **643**, A103 (2020).
- [28] A. D. Dolgov, V. A. Novikov, and M. I. Vysotsky, How to see an antistar, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **98**, 519 (2014), arXiv:1309.2746 [hep-ph].
- [29] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, E. Antolini, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, *et al.* (The Fermi-LAT collaboration), Fermi large area telescope first source catalog, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **188**, 405 (2010).
- [30] F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, R. Bellazzini, E. Bissaldi, *et al.* (The Fermi-LAT collaboration), Development of the model of galactic interstellar emission for standard point-source analysis of fermi large area telescope data, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **223**, 26 (2016).
- [31] R. Edgar, A review of bondi–hoyle–lyttleton accretion, *New Astronomy Reviews* **48**, 843 (2004).
- [32] B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (2011).
- [33] T. Shibata, T. Ishikawa, and S. Sekiguchi, A Possible Approach to Three dimensional Cosmic-ray Propagation in the Galaxy. IV. Electrons and Electron induced γ -rays, *The Astrophysical Journal* **727**, 38 (2011).
- [34] M. Persic, P. Salucci, and F. Stel, The universal rotation curve of spiral galaxies — I. The dark matter connection, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **281**, 27 (1996).
- [35] M. J. Reid, K. M. Menten, A. Brunthaler, X. W. Zheng, T. M. Dame, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, Y. Wu, K. Immer, *et al.*, Trigonometric Parallaxes of High-mass Star-forming Regions: Our View of the Milky Way, *The Astrophysical Journal* **885**, 131 (2019).
- [36] I. N. Latyshev, Star density in the solar neighborhood, *Soviet Astronomy* **22**, 186 (1978).
- [37] R. Waeber, P. I. Frazier, and S. G. Henderson, Bisection search with noisy responses, *SIAM J. Control. Optim.* **51**, 2261 (2013).
- [38] J. Fass, D. A. Sivak, G. E. Crooks, K. A. Beauchamp, B. Leimkuhler, and J. D. Chodera, Quantifying configuration-sampling error in langevin simulations of complex molecular systems, *Entropy* **20** (2018).
- [39] S. Sharma, J. Bland-Hawthorn, K. V. Johnston, and J. Binney, Galaxia: a code to generate a synthetic survey of the milky way, *The Astrophysical Journal* **730**, 3 (2011).
- [40] A. C. Robin, C. Reylé, S. Derrière, and S. Picaud, A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way, *Astronomy and Astrophysics* **409**, 523 (2003).
- [41] A. D. Dolgov and S. I. Blinnikov, Stars and black holes from the very early universe, *Phys. Rev. D* **89**, 021301(R) (2014), arXiv:1309.3395 [astro-ph.CO].
- [42] S. I. Blinnikov, A. D. Dolgov, and K. A. Postnov, Antimatter and antistars in the universe and in the galaxy, *Phys. Rev. D* **92**, 023516 (2015).
- [43] C. Alcock, R. A. Allsman, D. R. Alves, T. S. Axelrod, A. C. Becker, D. P. Bennett, K. H. Cook, N. Dalal, A. J. Drake, K. C. Freeman, *et al.* (The MACHO collaboration), The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of Large

- Magellanic Cloud Observations, *The Astrophysical Journal* **542**, 281 (2000).
- [44] C. Renault, C. Afonso, E. Aubourg, P. Bareyre, F. Bauer, S. Brehin, C. Coutures, C. Gaucherel, J. F. Glicenstein, B. Goldman, *et al.* (The EROS collaboration), Observational limits on MACHOS in the Galactic Halo., *Astronomy and Astrophysics* **324**, L69 (1997).
- [45] P. Tisserand, L. Le Guillou, C. Afonso, J. N. Albert, J. Andersen, R. Ansari, E. Aubourg, P. Bareyre, J. P. Beaulieu, X. Charlot, *et al.*, Limits on the Macho content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds, *Astronomy and Astrophysics* **469**, 387 (2007).
- [46] S. Calchi Novati, S. Mirzoyan, P. Jetzer, and G. Scarpetta, Microlensing towards the smc: a new analysis of ogle and eros results, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **435**, 1582–1597 (2013).
- [47] M. Cautun, A. Benítez-Llambay, A. J. Deason, C. S. Frenk, A. Fattahi, F. A. Gómez, R. J. J. Grand, K. A. Oman, J. F. Navarro, and C. M. Simpson, The Milky Way total mass profile as inferred from Gaia DR2, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **494**, 4291 (2020).
- [48] A. De Angelis, V. Tatischeff, M. Tavani, U. Oberlack, I. Grenier, L. Hanlon, R. Walter, A. Argan, P. von Ballmoos, *et al.* (The e-ASTROGAM Collaboration), The e-ASTROGAM mission. Exploring the extreme Universe with gamma rays in the MeV - GeV range, *Experimental Astronomy* **44**, 25 (2017).
- [49] J. McEnery, A. van der Horst, A. Dominguez, A. Moiseev, A. Marcowith, A. Harding, A. Lien, A. Giuliani, A. Inglis, S. Ansoldi, *et al.*, All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory: Exploring the Extreme Multimessenger Universe, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 51 (2019) p. 245.
- [50] W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, D. L. Band, G. Barbiellini, *et al.* (The Fermi-LAT collaboration), The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission, *The Astrophysical Journal* **697**, 1071 (2009).
- [51] S. van der Walt, S. C. Colbert, and G. Varoquaux, The numpy array: A structure for efficient numerical computation, *Computing in Science Engineering* **13**, 22 (2011).
- [52] J. D. Hunter, Matplotlib: A 2d graphics environment, *Computing in Science Engineering* **9**, 90 (2007).
- [53] Astropy Collaboration, Astropy: A community Python package for astronomy, *Astronomy and Astrophysics* **558**, A33 (2013).
- [54] Astropy Collaboration and Astropy Contributors, The Astropy Project: Building an Open-science Project and Status of the v2.0 Core Package, *aj* **156**, 123 (2018).

Investigating the turbulent hot gas in X-COP galaxy clusters

S. Dupourqué¹, N. Clerc¹, E. Pointecouteau¹, D. Eckert², S. Ettori³, and F. Vazza^{4,5,6}

¹ IRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UT3-PS, Av. du Colonel Roche 9, 31400, Toulouse, France

² Department of Astronomy, University of Geneva, Ch. d'Ecogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland

³ INAF, Osservatorio di Astrofisica e Scienza dello Spazio, via Piero Gobetti 93/3, 40129 Bologna, Italy

⁴ Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Bologna, Via Gobetti 93/2, 40122, Bologna, Italy

⁵ Hamburger Sternwarte, University of Hamburg, Gojenbergsweg 112, 21029 Hamburg, Germany

⁶ Istituto di Radioastronomia, INAF, Via Gobetti 101, 40122, Bologna, Italy

Received ???; accepted ???

ABSTRACT

Context. Turbulent processes at work in the intracluster medium perturb this environment, impacting its properties, displacing gas, and creating local density fluctuations that can be quantified via X-ray surface brightness fluctuation analyses. Improved knowledge of these phenomena would allow for a more accurate determination of the mass of galaxy clusters, as well as a better understanding of their dynamic assembly.

Aims. In this work, we aim to set constraints on the structure of turbulence using X-ray surface brightness fluctuations. We seek to consider the stochastic nature of this observable and to constrain the structure of the underlying power spectrum.

Methods. We propose a new Bayesian approach, relying on simulation-based inference to account for the whole error budget. We used the X-COP cluster sample to individually constrain the power spectrum in four regions and within R_{500} . We spread the analysis on the entire set of 12 systems to alleviate the sample variance. We then interpreted the density fluctuations as the result of either gas clumping or turbulence.

Results. For each cluster considered individually, the normalisation of density fluctuations correlates positively with the Zernike moment and centroid shift, but negatively with the concentration and the Gini coefficient. The spectral index within R_{500} and evaluated over all clusters is consistent with a Kolmogorov cascade. The normalisation of density fluctuations, when interpreted in terms of clumping, is consistent within $0.5R_{500}$ with the literature results and numerical simulations; however, it is higher between 0.5 and $1R_{500}$. Conversely, when interpreted on the basis of turbulence, we deduce a non-thermal pressure profile that is lower than the predictions of the simulations within $0.5 R_{500}$, but still in agreement in the outer regions. We explain these results by the presence of central structural residues that are remnants of the dynamic assembly of the clusters.

Key words. X-rays: galaxies: clusters, galaxies: clusters: intracluster medium, turbulence

1. Introduction

The intracluster medium (ICM) is the primary baryonic component of galaxy clusters. The hot gas ($T \sim 10^7 - 10^8$ K) is governed by many physical processes that introduce perturbations on various scales. In the inner parts of galaxy clusters, the strong cooling and accreting gas trigger feedback from the active galactic nucleus (AGN) hosted by the central galaxy (McNamara & Nulsen 2012; Voit et al. 2017). In the outer parts, merger events and accretion from the cosmic web generate shocks, adiabatic compression, and turbulent cascades (Nelson et al. 2012). Throughout the history of the dynamic assembly of galaxy clusters, these perturbations will play a predominant role in the non-thermal heating of the ICM (Bennett & Sijacki 2021), generating non-thermal pressure, which drives the hydrostatic mass bias when it is not accounted for in the mass estimation of massive halos when assuming their hydrostatic equilibrium (Piffaretti & Valdarnini 2008; Lau et al. 2009; Meneghetti et al. 2010; Nelson et al. 2014; Biffi et al. 2016; Pratt et al. 2019).

Turbulence is a stochastic process that occurs in high Reynolds number flows. It can be interpreted qualitatively as the transport of kinetic energy from a large injection scale to a small viscous scale, which then dissipates as heat in the medium. Putting constraints on the turbulence that occurs in the intracluster medium is of great interest when it comes to characterising

non-thermal heating, since turbulent motions can be responsible for more than 80% of these effects – and potentially all of it (Vazza et al. 2018; Angelinelli et al. 2020). The level of baseline turbulence implied by most of the modern cosmological simulations also appears to be in line with the implications of the latest discoveries of very extended radio emission, namely, out to at least R_{500} in clusters of galaxies classified as 'mega-halos' (Cuciti et al. 2022). The detection of such unprecedentedly large volumes of cluster environments filled with relativistic particles and magnetic fields is currently best explained by the ubiquitous re-acceleration of electrons by turbulence, which is expected to be present at a similar level in all clusters on these radii, at a level compatible with simulations (see also Botteon et al. 2022).

Direct observations of this phenomenon is possible via studies of the centroid shifts and broadening of the ICM emission lines to derive the bulk and turbulent motions, respectively. Upper limits on the fraction of energy in the form of turbulent motions have been derived using the XMM-Newton spectrometer for samples of clusters (Sanders et al. 2011; Pinto et al. 2015). A novel approach using the EPIC-pn detector has allowed for the direct measurement of bulk flows in the Coma and Perseus clusters (Sanders et al. 2020), showing consistent results with *Hitomi* and was also applied to the Virgo and Centaurus clusters (Gatuzz et al. 2022a,b). How these measurements translate

into a correction for the hydrostatic bias is illustrated in, for instance, Ota et al. (2018); Ettori & Eckert (2022). The first credible spatially resolved measurements of this type in the X-rays were achieved with the *Hitomi* observatory (The Hitomi Collaboration 2016) at the centre of the Perseus cluster. Future direct measurements will be obtained with the coming of the new generation of X-ray integral fields unit, that is *XRISM/Resolve* in the coming years (XRISM Science Team 2020) and *Athena/X-IFU* in the long term (Barret et al. 2020).

It is also possible to characterise these phenomena using indirect observables. The X-ray surface brightness (XSB) fluctuations are mostly due to density fluctuations in the ICM, and have been studied for the first time in the Coma cluster by Schuecker et al. (2004), and later by Churazov et al. (2012), deriving constraints on the density fluctuation power spectrum on scales ranging between 30 kpc and 500 kpc. Various theoretical works have suggested a strong link between turbulent velocities and density fluctuations (e.g. Zhuravleva et al. 2014; Gaspari et al. 2014; Mohapatra et al. 2020, 2021; Simonte et al. 2022), indicating that the study of brightness fluctuations could constrain the turbulent processes that occur in the ICM. This methodology was applied to Perseus (Zhuravleva et al. 2015), and in the cool cores of ten galaxy clusters (Zhuravleva et al. 2018). These studies constrained turbulent velocities to $\lesssim 150 \text{ km s}^{-1}$ at scales smaller than 50 kpc, which is consistent with direct measurements from *Hitomi*.

Turbulent processes, and thereby the resulting density fluctuations, originate from chaotic processes that can be assimilated to random fields observed in spatially finite regions. The stochastic nature of this observable coupled with the finite size of the observations means it intrinsically carries an additional variance, which is later referred to as the sample variance. This effect has been studied for the structure function of turbulent velocities for XRISM (ZuHone et al. 2016) and Athena X-IFU mock observations (Clerc et al. 2019; Cucchetti et al. 2019), and it has been dominant in the error budget at spatial scales $\gtrsim 50$ kpc. It is expected to play a significant role in fluctuation analyses, leading to an underestimation of the error budget when it is not accounted for. In this work, we propose a novel approach based on the forward modelling of observables related to surface brightness fluctuations, which allows, for the first time, the full error budget associated with their stochastic nature to be considered. In this work, we apply this methodology to the XMM-Newton Cluster Outskirts Project (X-COP, Eckert et al. 2017) sample and derive individual constraints on the statistical properties and spatial distribution of the density fluctuations via the characterisation of the 3D power spectrum of the associated random field. We combine these constraints under the assumption of comparable dynamics within the clusters to obtain stronger constraints on the whole sample, which can be related to the gas clumping and the turbulent processes occurring in the ICM.

In Sect. 2, we describe our methodology as well as the validation process. In Sect. 3, we present the individual results and the joint constraints on density fluctuations. In Sect. 4, we interpret these constraints as being gas clumping or coming from turbulent processes and contributing to non-thermal heating. We also inspect the correlations between the obtained parameters and the dynamic state of the clusters and discuss the various limitations of our approach. Throughout this paper, we assume a flat Λ CDM cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}$ and $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0.3$. Scale radii are defined according to the critical density of the Universe at the corresponding redshift. The Fourier transform conventions are highlighted in Appendix B.

2. Data and method

2.1. X-COP Sample

The XMM-Newton Cluster Outskirts Project (X-COP, Eckert et al. 2017) is an XMM Very Large Program dedicated to the study of the X-ray emission of cluster outskirts. This sample comprises 12 massive ($\sim 3 - 10 \times 10^{14} M_\odot$) and local ($0.04 < z < 0.1$) galaxy clusters, for a total exposure time of ~ 2 Ms. The targets were selected from the first *Planck* catalogue (The Planck Collaboration 2014) as (i) resolved sources regarding *Planck*'s spatial resolution (i.e. all clusters have $R_{500} > 10'$), (ii) with high signal-to-noise ratio ($S/N > 12$), and (iii) in directions that ensure low hydrogen column densities to prevent soft-X ray absorption ($N_H < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$). The thermodynamical properties of the X-COP sample have been characterised Ghirardini et al. (2019). The sample was further used to derive the first observational constraints on the amount of non-thermal pressure in the outskirts of clusters Eckert et al. (2019).

2.2. Data preparation

This project is based on the publicly available X-COP data products (Ghirardini et al. 2019; Ettori et al. 2019)¹. Here, we recall the main steps of the data reduction, image extraction, and point source subtraction. We refer to Ghirardini et al. (2019); Eckert et al. (2019) for further details on the data preparation procedure.

First, the data were reduced using the XMMSAS v13.5 software package and the Extended Source Analysis Software (ESAS) procedure; namely, the raw data were screened using the `emchain` and `epchain` executables to extract raw event files. We then extracted the light curves of the entire field of view to exclude time periods affected by soft proton flares.

From the cleaned event files, we extracted count maps from each observation in the [0.7-1.2] keV from the three detectors of the EPIC instrument (MOS1, MOS2, and pn). We then computed the corresponding exposure maps including the telescope vignetting using the `eexppmap` task. Finally, we created non X-ray background maps from the filter-wheel-closed event files, appropriately rescaling the filter-wheel-closed data to match the count rates observed in the unexposed corners of the individual CCDs. The contribution of residual soft protons was estimated by measuring the ratio between the high-energy count rates inside and outside field of view (IN-OUT) and its relation to the residual soft proton component, calibrated over ~ 500 blank-sky pointings (Ghirardini et al. 2018).

For each cluster, the individual images, exposure maps, and background maps were stacked and concatenated into joint EPIC mosaic images. Point sources were extracted by joining the [0.5-2] keV and [2-7] keV energy bands using the XMMSAS tool `ewavelet` with a $S/N = 5$ threshold and the detected point sources were masked when their count rate exceeded a threshold set by the peak of the logN-logS distribution, such that the source exclusion threshold is homogeneous over the entire field.

2.3. Modelling surface brightness

To characterise the surface brightness fluctuations of X-COP clusters, we choose first to subtract the bulk of the main cluster emission. We determined an average emissivity profile, assuming radial symmetry, and biaxiality in directions orthogonal to the line of sight. This was achieved by fitting an average surface

¹ <https://dominiqueeckert.wixsite.com/xcop>

brightness profile on the X-ray images in the [0.7-1.2] keV energy band. In this section, we note our use of the $\mathbf{r} = (x, y, \ell)$ in the 3D parametrisation and $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ in the 2D parametrisation, with ℓ as the coordinate along the line of sight and (x, y) as the coordinates mapping the dimensions on the image. The true surface brightness Σ_X is given by:

$$\Sigma_X(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{4\pi(1+z)^4} \int_{-\infty}^{+\infty} \Lambda(T, Z) n_e^2(\mathbf{r}) d\ell, \quad (1)$$

where Λ is the intra-cluster gas cooling function in the [0.7-1.2] keV band, T is the 3D-temperature, Z is the metallicity, and n_e is the 3D electron density. The surface brightness we observe is convolved with the XMM-Newton responses functions, and partially absorbed by the Galactic hydrogen column density. We then define the observed surface brightness S_X as :

$$S_X(\boldsymbol{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\mathbf{r}) n_e^2(\mathbf{r}) d\ell + B, \quad (2)$$

where $\Psi(\mathbf{r})$ encompasses the cooling function, the cosmological dimming, the Galactic absorption, and the convolution with XMM-Newton response functions, while B is a constant surface brightness background left as a free parameter. The 3D density profile is modelled using a modified version of the Vikhlinin functional form (Vikhlinin et al. 2006), defined as follows:

$$n_e^2(\mathbf{r}) = n_{e,0}^2 \left(\frac{r}{r_c} \right)^{-\alpha} \frac{(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta + \alpha/2}}{(1 + r^\gamma/r_s^\gamma)^{\epsilon/\gamma}}, \quad (3)$$

where $n_{e,0}$ is the central density, r_c and r_s are two scale radii, and $\alpha, \beta, \gamma, \epsilon$ are parameters that define the slopes and smoothness of transition between the power laws in this equation. We set $\alpha = 0$, as done by Shi et al. (2016), to remove the central singularity, which causes problems due to low values of r on the image. We fix $\gamma = 3$ to prevent degeneracies with the ϵ parameter, as the data do not allow for a simultaneous determination of ϵ and γ .

We computed the cooling rate Λ and the Galactic absorption using a functional approximation fitted to the count rate derived from a "PhAbs*APEC" model under XSPEC 12.11.1, as detailed in Appendix C. Galactic absorption admits non-negligible fluctuations ($\sim 10\%$) at the scale of the large X-COP mosaics. To take them into account, we used the N_H data from the HI4PI survey (HI4PI Collaboration 2016), which provide a mapping of the Galactic column density at the spatial scale of 12-16 arcmin. We performed the projection along the line of sight with a double exponential quadrature (Takahasi & Mori 1973; Mori & Sugihara 2001). The centre position on the model image is left free and fitted as a Gaussian perturbation of the cluster centre, as provided in the Planck catalogue (The Planck Collaboration 2014). The effective centre is then parametrised as:

$$\begin{pmatrix} x_c \\ y_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{N}(1, 0.5) & 0 \\ 0 & \mathcal{N}(1, 0.5) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{\text{Planck}} \\ y_{\text{Planck}} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

To take non-sphericity into account, we fit for an elliptical brightness distribution rather than a spherical one. The positions (x, y) are distorted in a surface-conserving way into a new configuration (\tilde{x}, \tilde{y}) , introducing two additional free parameters to describe the ellipse angle θ and eccentricity e :

$$\begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-e^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x - x_c \\ y - y_c \end{pmatrix}. \quad (5)$$

This is formally equivalent to assuming a biaxiality of the 3D distribution of the cluster density over the image directions. The distributions of the free parameter posteriors are obtained using Bayesian inference. We define a Poisson likelihood on images rebinned within R_{500} with a Voronoi tessellation for a target count of 100 counts per bin (Cappellari & Copin 2003). As an example, for A3266, the median characteristic bin size and its 14th-86th percentile is 10^{+10}_{-4} arcsec. The model count for each bin is approximated by the product of the surface brightness S_X estimated in the centre times the area and exposure of the bin. This is a reasonable approximation, since the size of the bins is small over the regions where the surface brightness varies a lot (see App. D for further discussions). The total number of photon counts is obtained by adding the estimated background to the model counts, as defined in Eq. D.1. We mask the regions associated with point sources and also remove identified substructures and groups such as in A1644, A2142, A644, A85, and RXC1825. The posterior distributions are sampled with the No U-Turn Sampler (Hoffman & Gelman 2014), as implemented in the numpyro library (Bingham et al. 2019; Phan et al. 2019). The prior distributions are displayed in App. E.

2.4. Fluctuations and power spectrum

We want to quantify the surface brightness fluctuations under the assumption that they come exclusively from intrinsic density fluctuations. In this framework, the density profile can be decomposed into a rest component n_e^2 and relative fluctuations δ whose amplitude is smaller than unity:

$$S_X(\boldsymbol{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\mathbf{r}) n_e^2(\mathbf{r}) (1 + \delta(\mathbf{r}))^2 d\ell. \quad (6)$$

By linearising the equation (6) in δ , it follows that, at first order, the raw image corresponds to the sum of an unperturbed image $S_{X,0}$ and a surface brightness fluctuation map:

$$S_X(\boldsymbol{\rho}) \simeq S_{X,0}(\boldsymbol{\rho}) + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) d\ell, \quad (7)$$

where $\epsilon_0(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r}) n_{e,0}^2(\mathbf{r})$ is the unperturbed emissivity of the cluster. The fluctuations can be defined in a theoretically equivalent way by taking the difference or ratio of the perturbed to the unperturbed surface brightness. However, from an observational perspective, both approaches have their advantages and disadvantages, which we quantitatively discuss in Sect. 2.6. We define the absolute and relative fluctuations, $\Delta_{\text{abs/rel}}$, as follows:

$$\Delta_{\text{abs}}(\boldsymbol{\rho}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{S_X(\boldsymbol{\rho}) - S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})}{2} \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) d\ell, \quad (8)$$

$$\Delta_{\text{rel}}(\boldsymbol{\rho}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{S_X(\boldsymbol{\rho})}{S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})} \simeq 1 + 2 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) d\ell}{\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) d\ell}. \quad (9)$$

In practice, we use, we used the definition of Zhang et al. (2022b) as a variant of Eq. 9 for relative fluctuation maps, which performs better in low statistic regions while having a similar qualitative behaviour. The difference (as presented in e.g. Khatri & Gaspari 2016) generates maps of fluctuations whose amplitude decreases with distance from the centre. This method defines fluctuations everywhere on the image, but biases their amplitude by over-representing fluctuations in the brightest areas of

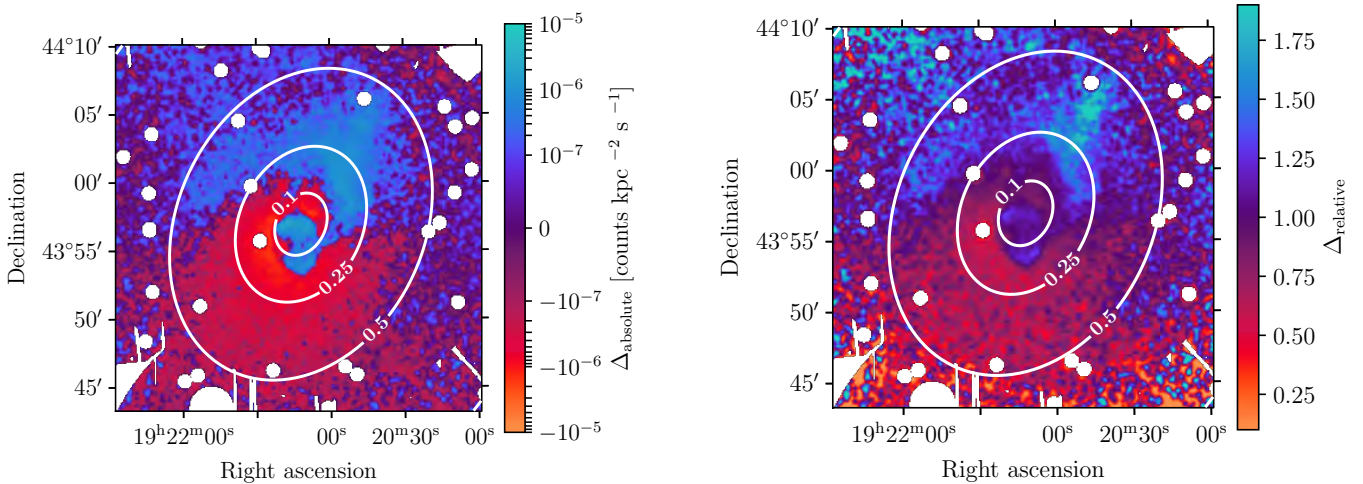


Fig. 1. Comparison between the absolute fluctuations Δ_{absolute} from Eq. (8) (*left*) and the relative fluctuations Δ_{relative} from Eq. (9) (*right*) using the surface brightness data and best fit model image of A2319. For display purposes, the images are filtered by a Gaussian kernel of $7.5''$. The successive contours represent the distance to the centre in units of R_{500}

the image. The ratio (e.g. Churazov et al. 2012) instead defines well-scaled fluctuations, at the expense of intensifying the noise in the low-brightness regions. In Fig. (1), we compare the fluctuation maps obtained using the absolute and relative definition for A2319. It should be noted that both methods suffer from the lack of signal over regions of the order of R_{500} , here the photon statistics is insufficient to perform an efficient fluctuation analysis. To study the contribution of each spatial scale to surface brightness fluctuations, it is natural to perform the analysis in Fourier space. We define the power spectrum of the fluctuations, $\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\mathbf{k}_\rho)$, as follows:

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\mathbf{k}_\rho) = \frac{1}{2\pi} \int |\hat{\Delta}(\mathbf{k}_\rho)|^2 d\varphi, \quad (10)$$

with $\hat{\Delta}$ the Fourier transform of the two-dimensional (2D) map Δ and φ the azimuthal angle on the image. The numerical evaluation of $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ is performed using the method described by Arévalo et al. (2012), which computes the variance of images filtered by Mexican hats on a characteristic scale to estimate the azimuthal average of the power spectrum. A detailed explanation of the method is provided in Appendix F. Other approaches found in the literature compute the structure function, $\mathcal{SF}_{2D}(\rho)$, of the image instead of the $\mathcal{P}_{2D}(k)$ (e.g. Roncarelli et al. 2018; Clerc et al. 2019; Cucchetti et al. 2019). We emphasise that these two approaches are fully equivalent, since both \mathcal{SF}_{2D} and \mathcal{P}_{2D} are measures of the second order correlation of the fluctuation field and are related by the following bijection, which can be derived using the Wiener–Khinchin theorem:

$$\mathcal{SF}_{2D}(\rho) = 2 \int (1 - e^{2i\mathbf{k}_\rho \cdot \rho}) \mathcal{P}_{2D}(\mathbf{k}_\rho) d\mathbf{k}_\rho. \quad (11)$$

We stuck to the formulation in power spectrum as it is more practical in our chosen framework, in particular, to generate the density fluctuation random fields (see Sect. 2.5).

2.5. Density fluctuations as a Gaussian random field

The next step in the analysis is to properly relate $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ to the 3D power spectrum of density fluctuations. Previous work based on

Region	Radius	Min scale	Max scale
(I)	$0 < r < R_{500}/10$	$0.02 R_{500}$	$0.10 R_{500}$
(II)	$R_{500}/10 < r < R_{500}/4$	$0.02 R_{500}$	$0.23 R_{500}$
(III)	$R_{500}/4 < r < R_{500}/2$	$0.02 R_{500}$	$0.43 R_{500}$
(IV)	$R_{500}/2 < r < R_{500}$	$0.02 R_{500}$	$0.86 R_{500}$

Table 1. Regions used in the analysis, minimum and maximum scale achievable in Fourier space according to Nyquist–Shannon theorem

this method uses a proportional relationship between the 2D and 3D spectra, involving the Fourier transform of the assumed emissivity (see Eq. 11 in Churazov et al. 2012). This approximation is valid as long as the surface brightness can be considered constant, but is no longer valid when considering large areas with strong gradients and important variations in the surface brightness. Moreover, this approach does not consider the stochastic nature of this observable and the associated sample variance. To address this, we chose to consider density fluctuations as a random field. Since many works suggest deep connections between density fluctuations and turbulent processes (Zhuravleva et al. 2014; Gaspari et al. 2014; Simonte et al. 2022), we modelled the density fluctuation as a Gaussian random field (GRF) with a 3D power spectrum, $\bar{\mathcal{P}}_{3D,\delta}$, noted with a bar to distinguish it from the 3D power spectrum measured from a single realisation of the random field. By noting $\langle \cdot \rangle$ the averaging operator over realisations, it is defined as:

$$\bar{\mathcal{P}}_{3D,\delta}(\mathbf{k}_r) \delta^D(\mathbf{k}_r + \mathbf{k}'_r) = \langle \tilde{\delta}(\mathbf{k}_r) \tilde{\delta}(-\mathbf{k}'_r) \rangle = \langle |\tilde{\delta}(\mathbf{k}_r)|^2 \rangle. \quad (12)$$

The link between turbulence and density fluctuations suggests both their power spectra take a similar form. As such, we adopted the simplest possible turbulent model as a Kolmogorov cascade. We chose the following functional form as proposed by ZuHone et al. (2016), which has no direction dependence under the isotropic hypothesis:

$$\bar{\mathcal{P}}_{3D,\delta}(k) = \sigma^2 \frac{e^{-(k/k_{\text{dis}})^2} e^{-(k_{\text{inj}}/k)^2} k^{-\alpha}}{\int 4\pi k^2 dk e^{-(k/k_{\text{dis}})^2} e^{-(k_{\text{inj}}/k)^2} k^{-\alpha}}, \quad (13)$$

where k_{inj} and k_{disp} are, respectively, the injection and dissipation scales, α is the inertial range spectral index, and σ_δ^2 is the variance of fluctuations. For ease of understanding, we used spatial scales of injection rather than frequency scales, defined as $\ell_{\text{inj,dis}} = 1/k_{\text{inj,dis}}$ and expressed in units of R_{500} . Since the dissipation scale (of order $\gtrsim 10^{-3} R_{500}$, Brüggén & Vazza 2015) is expected to be much lower than the spatial resolution of our images ($\sim 10^{-2} R_{500}$ at the average redshift of the X-COP clusters), we set it to $10^{-3} R_{500}$ for all X-COP clusters. This choice has little effect on the other parameters of the spectrum, since the exact value of the dissipation length will very marginally affect the normalisation of the spectrum and, therefore, σ_δ . The GRF hypothesis is valid as long as the fluctuations within the clusters can be represented by an isotropic homogeneous field. However, as clusters are dynamical objects, they are subject to, for instance, merging, accretion, or sloshing events at the centre, which will induce residuals that cannot be described by a GRF. This assumption is discussed further in Sect. 4.6.

2.6. Optimal definition and observable

As seen in Sect. 2.3, the definition of fluctuation and aperture size (and, more generally, the shape of the mask we choose) has various implications with regard to the signal we measure. For example, the fluctuation map, Δ_{rel} , obtained through a ratio is expected to over-represent the Poisson noise for radii $\sim R_{500}$, and, conversely, for the maps, Δ_{abs} , obtained with a subtraction, the very low significance of the signal at this distance to the centre does not provide additional information. To quantify the comparison between absolute and relative approaches, we used the numerical simulations (further explained in Sect. 2.8) to study the signal-to-noise ratio (S/N) that can be obtained in each case.

We simulated 100 mock surface brightness maps for density fluctuations with $\sigma_\delta = 0.32$, $\ell_{\text{inj}} = 0.05R_{500}$, $\alpha = 11/3$ (as defined in Eq. 13) and computed the associated \mathcal{P}_{2D} in the regions defined in Table 1. The maximum scale was defined using Nyquist-Shannon criterion, which is half of the highest scale accessible in the mask. For a ring of inner radius, R_{min} , and outer radius, R_{max} , it is given by $(R_{\text{max}}^2 - R_{\text{min}}^2)^{1/2}$. To quantify the valuable information in the power spectrum, we compared it to the power spectrum that is obtained by switching off density fluctuations, \mathcal{N}_{2D} . This quantity represents the fluctuations which are expected when observing a perfect cluster at rest, without any density fluctuations. It can be obtained by forward modelling the power spectrum, but with a zero-normalisation density fluctuation field, accounting for the dispersion due to the mean model fit and the Poisson noise by computing it for models drawn from the posterior distribution and making various realisation of the count image. We define the S/N of the power spectrum as follows for each realisation of the mock density fluctuations:

$$S/N_\Delta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mathcal{P}_{2D,\Delta}}{\mathcal{N}_{2D,\Delta}}; \quad \Delta \in \{\text{abs, rel}\}. \quad (14)$$

This quantity can trace the excess of surface brightness fluctuation when compared to what is expected with the cluster emissivity and Poisson noise. In Fig. 2, we show the comparison between the S/N obtained with the absolute method and the relative method, for the four regions of analysis and for several spatial scales. For the most central regions, the S/N metric values are high and both methods perform equivalently well. For the outermost regions, the absolute method performs better than the relative method for large spatial scales, and both perform equally

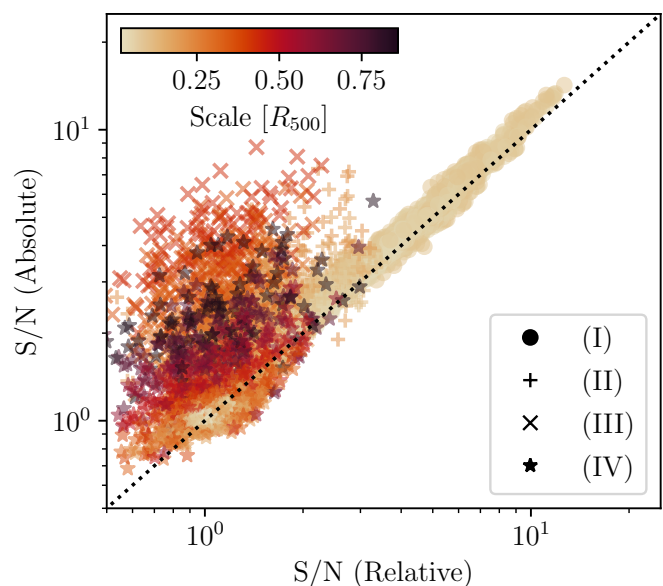


Fig. 2. Comparison of the S/N values obtained using the absolute and relative definition for surface brightness fluctuations, for different spatial scales and in the four regions defined in Table (1). The comparison is made for 100 mock spectra using the best-fit model and the exposure map of A3266, with density fluctuation parameters fixed at $\sigma_\delta = 0.32$, $\ell_{\text{inj}} = 0.05R_{500}$ and $\alpha = 11/3$. The grey shaded area represents points with signal below noise level.

well on smaller scales. With this in mind, we favour the absolute method in the following.

2.7. Error budget

Constraining density fluctuations requires controlling the error budget associated with surface brightness fluctuations. The Bayesian characterisation of the cluster emission (see Sect. 2.3) allows us to estimate the uncertainties related to the mean surface brightness best-fit model, in the form of posterior distribution of the model parameters. The other major source of error is the Poissonian nature of the image counts, which introduces constant power at all spatial scales.

Observables related to the velocity (or density fluctuation) field are subject to an additional variance intrinsically linked to their stochastic nature. The measured statistics of the density fluctuation field δ will vary from one realisation to another, due to finite size effects introduced by the cluster itself and the limited field of view. Any quantity that depends on δ will therefore be affected by this ‘sample variance’, including the surface brightness fluctuation power spectrum, $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$. This variance increases at higher spatial scales due to the lack of large-scale modes and becomes predominant in the error budget at spatial scales of $\gtrsim 50$ kpc in the structure functions of Cucchetti et al. (2019). In the following, we implement a forward modelling approach which, for the first time, accounts for the sample variance induced by the finite sizes of galaxy clusters and limited fields of view.

2.8. Simulation-based inference

The Bayesian framework is well suited to the integration of the error budget, which should be reflected in the likelihood of our

problem. In a classical Bayesian inference, we seek to obtain the posterior distribution $p(\theta|\mathbf{x})$ of the parameters θ of our model given an observation \mathbf{x} , by inverting the likelihood distribution $p(\mathbf{x}|\theta)$, namely, the probability distribution of an observation given the parameters. In practice, the posterior distribution is sampled by estimating the likelihood for many parameters with Markov chain Monte Carlo (MCMC) methods. This is the process we describe in Sect. 2.3, assuming a Poisson distribution in each pixel, which allows us to define a corresponding likelihood. However, in the case of surface brightness fluctuations, there is no simple way to define an analytical and closed form for the likelihood function of a spectrum $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ given the density fluctuation parameters, as we cannot grasp the underlying distribution. Therefore, the Bayesian inference of the $\mathcal{P}_{3D,\delta}$ parameter distributions falls under the scope of approximate Bayesian computation methods, which only require the ability to model observables \mathbf{x} (including all the sources of variance one wishes to consider) for any set of parameters θ instead of an analytical likelihood function.

In this work, we chose to use a neural network (NN) that learns the likelihood of our problem, based on simulated observations. First, we mocked many couple of observables \mathbf{x}_i using parameters θ_i drawn from the prior distribution $p(\theta)$ selected for the inference. We then trained the neural network to learn an estimator $q(\mathbf{x}|\theta)$ of the likelihood $p(\mathbf{x}|\theta)$ using the couples (\mathbf{x}_i, θ_i) . This approximation is accomplished by adjusting a normalising flow, which is formally an invertible bijection between two probability distributions. The normalising flow itself is built using several layers of density estimators, implemented by masked autoencoders (Germain et al. 2015), so we ended up training a masked autoregressive flow (Papamakarios et al. 2017, 2019). Once the training had converged, the posterior distribution was sampled by evaluating the likelihood with the previously trained flow, sampling for $p(\theta|\mathbf{x}) \propto q(\mathbf{x}|\theta)p(\theta)$ with a classical MCMC approach.

We used the `sbi` library (Tejero-Cantero et al. 2020) implementation to perform this simulation-based inference. The prior distribution used for the parameters of Eq. 13 are shown in Table A.1. We generated mock X-ray images with surface brightness fluctuations by projecting an emissivity field with an additional density fluctuation field, as highlighted in Eq. 6. To achieve this, we defined emissivity cubes dimensioned as the X-COP data in the (x, y) directions and with the same spatial resolution, but expanded to $\pm 5R_{500}$ along the line of sight. We used the same 3D models as in Sect. 2.3, that is: density, temperature, cooling, and ellipticity, along with their best-fit parameters, as well as the individual properties of each observation, that is, the exposure maps, background maps, and N_H maps, to mock the expected rest surface brightness of each cluster in the X-COP sample. The density fluctuations δ are generated by drawing a single realisation of a Gaussian random field, assuming a Kolmogorov-like power spectrum, as defined in Eq. 13. These fluctuations are co-added to the modelled emissivity and projected along the line of sight in the same standard as Eq. 7. We then choose to use the S/N_Δ , as defined in Eq. 14 as an observable, since this quantity reduces the proper contribution of each cluster by dividing by the spectrum of the expected emission without density fluctuations and best represents the excess power due to their presence. It is evaluated on 20 logarithmically spaced scales between the minimum and maximum scale accessible in each region, as defined in Table 1. Generating 300,000 realisations of the fluctuation field allows us to properly learn the likelihood function for each region of analysis. The posterior parameters are then sampled using the NUTS sampler, as implemented in the `pyro`

library (Bingham et al. 2019). We checked that the number of simulations is sufficient by testing the neural network asserting proper convergence of the recovered parameters for a NN trained with an arbitrary number of simulations. We do not observe any significant improvement in training for more than 100,000 simulations.

2.9. Validation

To validate our methodology, we applied it to mock clusters with known power spectrum and statistical properties similar to the actual X-COP clusters with known density fluctuation parameters and compared them with the parameters inferred via the method outlined in Sect. 2.8, in the multiple regions defined in Table 1. We performed a validation by producing, for each mock cluster, a realisation of the density fluctuations with $\sigma_\delta = 0.32$, $\ell_{\text{inj}} = 0.05 R_{500}$ and $\alpha = 11/3$ as the parameters to recover, along with 300000 simulations for parameters drawn from the priors in Table A.1. We tackled the effect of sample variance by defining a joint likelihood for all our clusters, which is equivalent to stating that each cluster is an individual observation of the same fluctuation process. Since all spatial coordinates are scaled to R_{500} , we can define a joint likelihood as follows:

$$\log \mathcal{L}_{\text{joint}} = \sum_{\text{cluster}} \log \mathcal{L}_{\text{cluster}}, \quad (15)$$

where $\mathcal{L}_{\text{cluster}}$ is the likelihood estimated with the previously trained NN for each cluster in the X-COP sample. The effectiveness of this approach is illustrated in Figure (3). In this case, we randomly drew N clusters ten times to alleviate cluster selection effects on the reconstructed parameters. We computed the joint parameters for each draw and average them. The error on each parameter decreases with the number of clusters used to define the likelihood, behaving as a $1/\sqrt{N}$ dependence is expected to, when adding independent observations.

3. Results

The data accompanying this analysis is available online on the repository² associated with this article.

3.1. Mean profile and fluctuation maps

The marginalised parameter mean and 1σ dispersion are displayed in Table E.1 and Table E.2. We ensure proper convergence of the Markov chains by computing the \hat{R} statistic, as proposed in (Vehtari et al. 2021) and checking that $\hat{R} < 1.01$. The parameters so found are compatible with those obtained by Ghirardini et al. (2019), which are representative of X-COP clusters. The corresponding fluctuation maps computed with Eq. (8) are shown in Fig. (4). Most of these fluctuation maps show non-Gaussian features in their residual. Sub-mergers or post-mergers can be identified in A2319 and A3266. Spiral-shaped structures in the inner regions of A85, A2029, or A2142 indicate the presence of gas sloshing.

3.2. Density fluctuation power spectrum parameters

We calculated, for each fluctuation map, the S/N between the surface brightness fluctuations and the fluctuations expected

² https://github.com/renecotyfanboy/turbulence_xcop

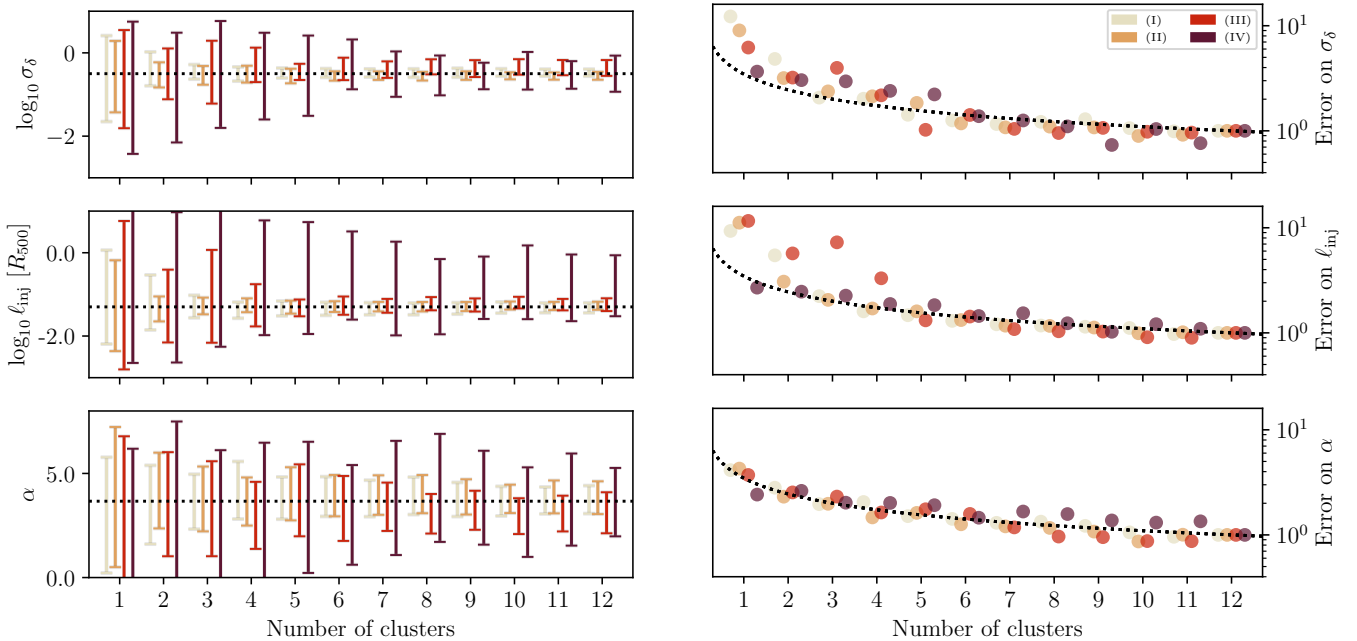


Fig. 3. Estimation of the posterior parameters and qualitative behaviour of the associated errors for mock observations with an increasing number of clusters in the joint likelihood. For each point, we randomly draw N clusters ten times, compute the posterior parameter distributions and average the mean and standard deviation to alleviate the selection effect. The parameters are in each of the four regions as defined in Table (1). Left panel : mean and standard deviation of the parameters estimated for an increasing number cluster in the joint likelihood. The black line represents the true parameters. Right panel : error on each parameter compared to the number of cluster used to find the parameters, rescaled so that it equal to 1 for $N = 12$. The black line shows the expected $N^{-1/2}$ behaviour.

when only Poisson noise is present (see Sect 2.6) for the four different aforementioned regions, which is shown as a plain line in Fig. 6. Separation of the fluctuation maps into several regions provides us a way to discriminate between the different processes at work in the ICM. The central region is expected to be dominated by the presence or absence of a cool core, as well as by AGN-feedback. The second ring should be rather sensitive to the presence or not of sloshing in the core of the cluster. It is worth noting that a sloshing extending at least out to R_{500} has been observed in various clusters, in particular A2142 (Rossetti et al. 2013). The two outer rings should be related to the fluctuations induced by the larger dynamical assembly of the cluster, that is, by the accretion from the cosmic web and infalling halos. We also computed the S/N for the whole region inside R_{500} to get an average statistic on the clusters. Using the methodology presented in Sect. 2.8, we constrained the parameters of the density fluctuation power spectrum.

The prior distribution and posterior median and 16th-84th percentiles are highlighted in Table A.1. The posterior probabilities for the free parameters of the 3D power spectrum derived from the joint fit over the whole X-COP sample are shown in the 'corner plot' of Fig. 5. We also checked the proper convergence by assessing that $\hat{R} < 1.01$ for each parameter. By folding the posterior parameter distributions into our model, we obtain the resulting 2D observables accounting for the complete error budget (including the sample variance), which are shown in Fig. 6. The inner regions are marked by a high slope and low injection scale, indicating the preponderance of finite-sized structures in these regions, which corroborates with the presence of sloshing and assemblage artefacts in our fluctuation maps in Fig. 4. The estimation for all fluctuations inside R_{500} should be more resilient to the central region artefacts, since these structures can be described as marginal realisations of the random

field when compared to the fluctuations in the external regions. The parameters in R_{500} jointly estimated on the whole sample converge to a normalisation of $\sigma_\delta \sim 0.18$, an injection of the order of $\ell_{inj} \sim 0.4R_{500}$, with a slope of $\alpha \sim 11/3$, compatible with a pure hydrodynamical Kolmogorov cascade. This is comparable to what was determined for the Coma cluster by Schuecker et al. (2004), studying the pressure fluctuation at spatial scales between 40 and 90 kpc, as well as in Zhuravleva et al. (2015) for the Perseus cluster.

4. Discussions

4.1. Correlation with morphological indicators

The processes that lead to density fluctuations are expected to be related to the dynamical state of the clusters. Indeed, merger events or sloshing in the centre are intrinsically linked to the dynamic assembly of clusters and can be characterised by morphological and dynamical indicators. We consider various indicators that are well correlated with the dynamic state of the cluster (Lovichari et al. 2017; Campitiello et al. 2022) and we seek correlations with the density fluctuations parameters. We chose to use the following indicators: 1) the concentration parameter c_{SB} compares the central emission of the cluster to its total emission. We used the definition from Campitiello et al. (2022), namely, the ratio between the surface brightness inside $0.15 R_{500}$ and R_{500} ; 2) the centroid shift w relates the variation of the distance of the peak of luminosity and the centroid of the emission for a varying aperture. We used the definition and determination of this parameter from Eckert et al. (2022). 3) the Gini coefficient G measures the disparity of surface brightness in the pixels of the image. This coefficient ranges from 1 to 0 for a perfectly homogeneous and perfectly inhomogeneous distribution, respectively,

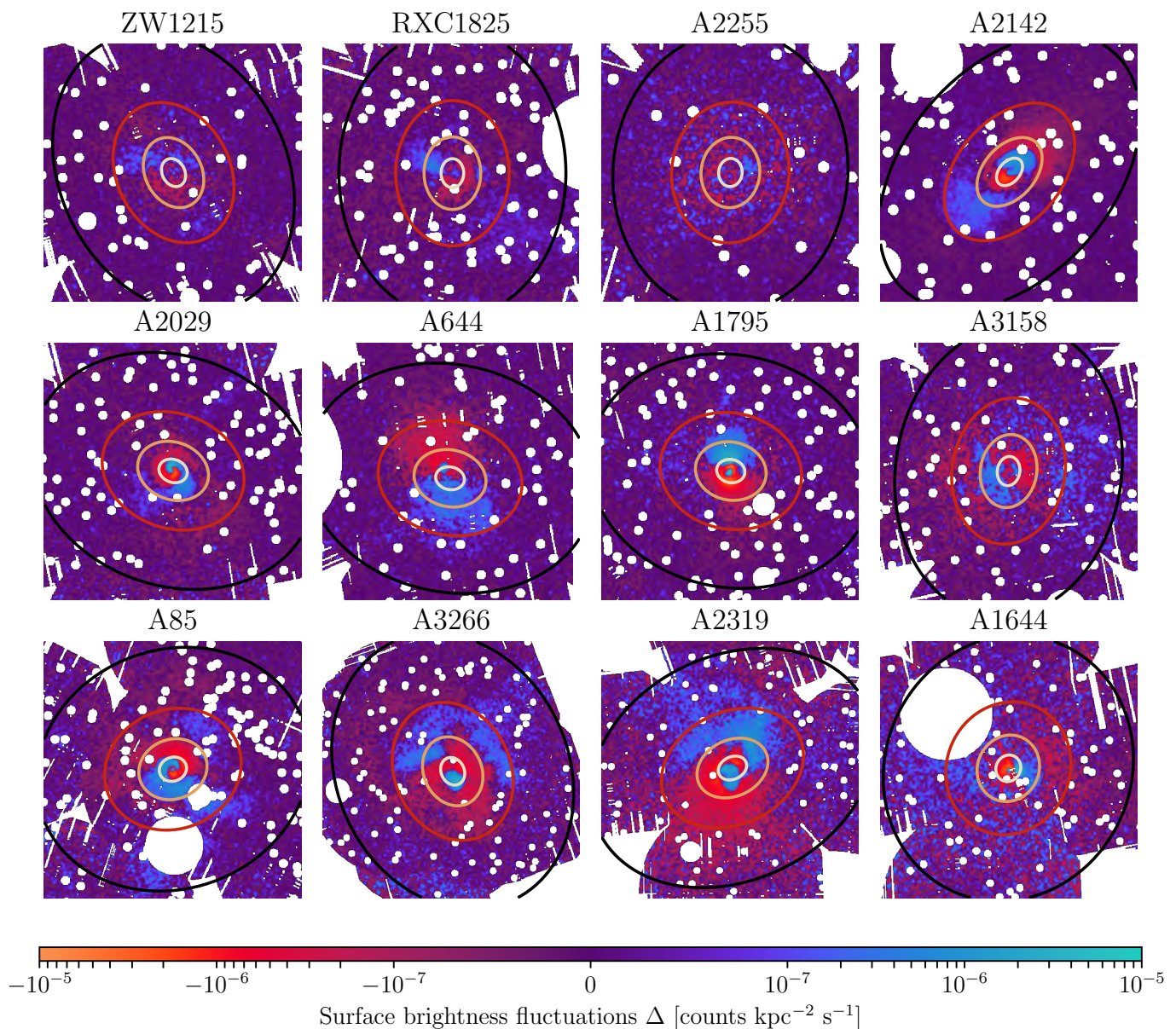


Fig. 4. Surface brightness fluctuation maps, Δ_{abs} , from the absolute method (see Sect. 2.6) for the X-COP cluster sample. The successive contours represent the annular regions I, II, III, and IV with outer radii of 0.1, 0.25, 0.5 and 1 R_{500} , respectively. For display purposes, the images are filtered by a Gaussian kernel of 7.5". Each image is ~ 2.5 Mpc on a side. The images are ranked in ascending order of disturbance for the cluster as measured by the C_Z coefficient (see Sect. 4.1).

and is computed using the following formula:

$$G = \frac{\sum_i^n \sum_j^n |s_i - s_j|}{2n^2 \bar{s}},$$

where $s_{i,j}$ is the surface brightness in the i , j^{th} pixel, \bar{s} is the mean surface brightness and n the total number of pixels used to compute G ; 4) finally, the Zernike moments, Z_i , relate the decomposition of the image on a basis of orthogonal polynomials that allow us to efficiently describe the morphology of the cluster. Here, we specifically use the Zernike coefficient, C_Z , that reflects the asymmetry of the clusters:

$$C_Z = \sum_{n,m \neq 0} \sqrt{|Z_n^m|},$$

where Z_n^m are coefficients obtained from scalar products of the image and a given Zernike polynomial, as described in Capalbo et al. (2021). The gallery of clusters in Fig. 4 is sorted by increasing C_Z .

We computed these morphological indicators using all the pixels in R_{500} , excluding the point sources and assuming spherical symmetry. We accounted for the shot noise by drawing several Poisson realisations of the measured image, with centre position drawn from our best-fit posterior distribution. The resultant morphological indicators are displayed in Table 2. We quantified the correlations by drawing 2000 values of each morphological indicators and computing the Spearman correlation coefficient with the same number of density fluctuation parameters drawn from the posterior distributions. In Fig. 7, we show the correlation matrix between the density fluctuation param-

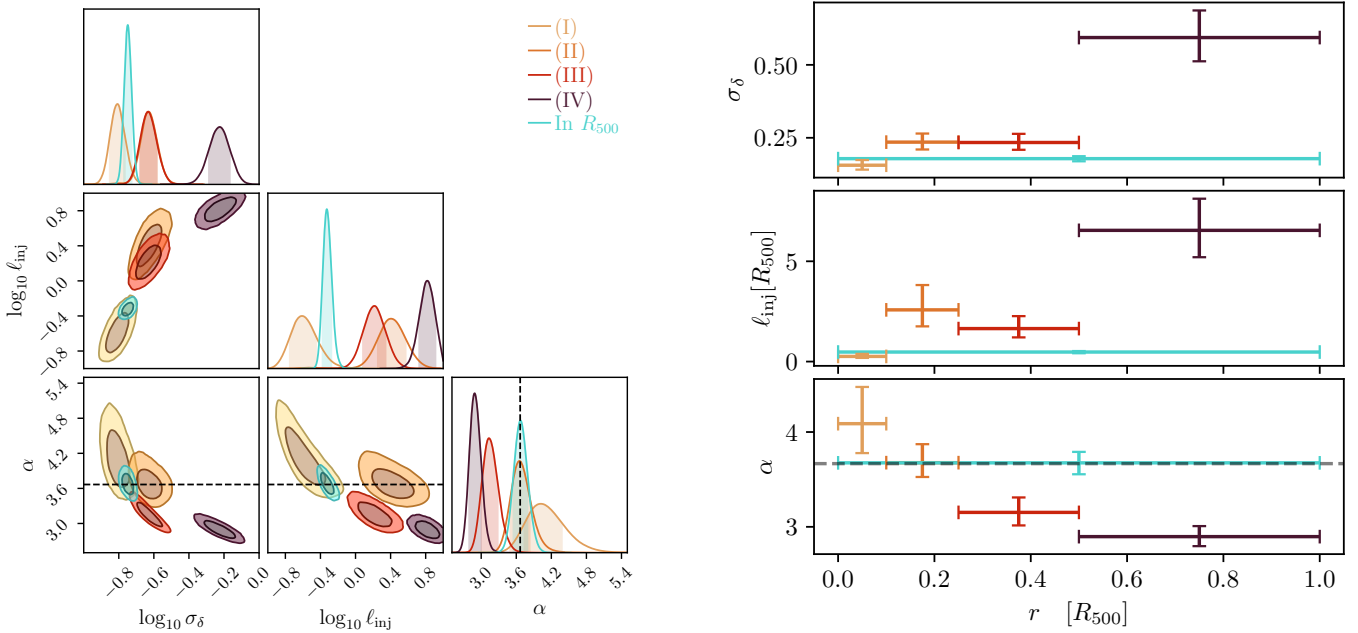


Fig. 5. Posterior distributions (*left*) and radial evolution (*right*) of the standard deviation, σ_δ , the injection scale, ℓ_{inj} , and the spectral index α of the density fluctuation power spectrum parameters, jointly evaluated on the whole X-COP cluster sample in the four regions as defined in Table (1) and within R_{500} . The colour scale matches the four regions of interest, and the turquoise distribution represents the entire R_{500} region. The black dashed line represents the expected 11/3 index from Kolmogorov-Oboukhov theory.

Name	c_{SB}	$w(\times 10^3)$	G	C_Z
A1644	$0.114^{+0.002}_{-0.001}$	$13.761^{+0.085}_{-0.079}$	$0.699^{+0.001}_{-0.001}$	$1.0^{+0.034}_{-0.026}$
A1795	$0.52^{+0.001}_{-0.001}$	$2.36^{+0.019}_{-0.019}$	$0.823^{+0.001}_{-0.001}$	$0.477^{+0.007}_{-0.008}$
A2029	$0.496^{+0.001}_{-0.001}$	$0.85^{+0.009}_{-0.01}$	$0.792^{+0.001}_{-0.001}$	$0.437^{+0.011}_{-0.01}$
A2142	$0.408^{+0.001}_{-0.001}$	$4.51^{+0.03}_{-0.028}$	$0.771^{+0.001}_{-0.001}$	$0.391^{+0.004}_{-0.004}$
A2255	$0.078^{+0.002}_{-0.002}$	$31.391^{+0.269}_{-0.261}$	$0.694^{+0.002}_{-0.002}$	$0.389^{+0.011}_{-0.011}$
A2319	$0.215^{+0.001}_{-0.001}$	$33.069^{+0.179}_{-0.176}$	$0.68^{+0.001}_{-0.001}$	$0.946^{+0.012}_{-0.013}$
A3158	$0.212^{+0.001}_{-0.001}$	$5.87^{+0.039}_{-0.04}$	$0.708^{+0.001}_{-0.001}$	$0.523^{+0.01}_{-0.01}$
A3266	$0.17^{+0.001}_{-0.001}$	$30.837^{+0.166}_{-0.165}$	$0.665^{+0.001}_{-0.001}$	$0.79^{+0.016}_{-0.015}$
A644	$0.348^{+0.002}_{-0.002}$	$20.971^{+0.151}_{-0.147}$	$0.772^{+0.001}_{-0.001}$	$0.457^{+0.007}_{-0.008}$
A85	$0.417^{+0.001}_{-0.001}$	$3.85^{+0.02}_{-0.019}$	$0.767^{+0.001}_{-0.001}$	$0.711^{+0.008}_{-0.009}$
RXC1825	$0.153^{+0.001}_{-0.001}$	$8.031^{+0.061}_{-0.062}$	$0.625^{+0.001}_{-0.001}$	$0.333^{+0.007}_{-0.007}$
ZW1215	$0.205^{+0.001}_{-0.002}$	$3.731^{+0.03}_{-0.03}$	$0.703^{+0.001}_{-0.001}$	$0.328^{+0.009}_{-0.009}$

Table 2. Concentration, c_{SB} , centroid shift, w , Gini coefficient, G , and Zernike moment, C_Z , computed for the X-COP cluster sample, with variance from the best-fit elliptical radii and Poisson noise.

ters measured inside R_{500} and the morphological indicators, as measured by the Spearman correlation coefficient. We observe that the best correlations appear with σ_δ and our 4 morphological indicators. The σ_δ drives the standard deviation and thus the broadness of the density fluctuation distribution. The concentration and Gini are correlated negatively with σ_δ , which can be understood as the fact that less concentrated clusters are generally more disturbed and therefore admit a less even distribution of its surface brightness, which goes hand in hand with the emergence of surface brightness fluctuations and thus density fluctua-

tions. Conversely, the positive correlation with the centroid shift and the Zernike moment (which both trace the deviation of the surface brightness from a spherically symmetrical distribution) can be understood as the emergence of density fluctuation and surface brightness will disturb the symmetry of the system and therefore increase the value of these two indicators. We plot the correlation between σ_δ and these parameters along with the best fit as a power-law scaling in Appendix G. The range of morphological indicators we use here cannot represent the structure of the fluctuations, so it was to be expected that there would be no significant correlation with the injection scale and the spectral index. Nevertheless, they do reflect the disturbance of the surface brightness, and, in this sense, the correlation with the normalisation of the spectrum, related to the standard deviation of the fluctuations, is self-consistent.

4.2. Interpretation as gas clumping

Gas clumping refers to the local deviation of the gas density from the average density expected at that location. Throughout this paper, we prefer this definition to the more specific definition of ‘accreted substructures’, so clumping defines any form of density deviation from the smooth profile. One way of interpreting our density fluctuation measure is in the form of clumping. From the 3D power spectrum of density fluctuations, we can estimate the clumping factor in our analysis regions. Similarly to Zhuravleva et al. (2015), we define the clumping factor C as follows:

$$C = \frac{\langle n_e^2 \rangle}{\langle n_e \rangle^2} = 1 + \sigma_\delta^2, \quad (16)$$

where σ_δ is the normalisation of the density fluctuation power spectrum as defined in Eq. 13. In Fig. 8, we show the clumping factor we obtained for the regions (II), (III), and (IV)

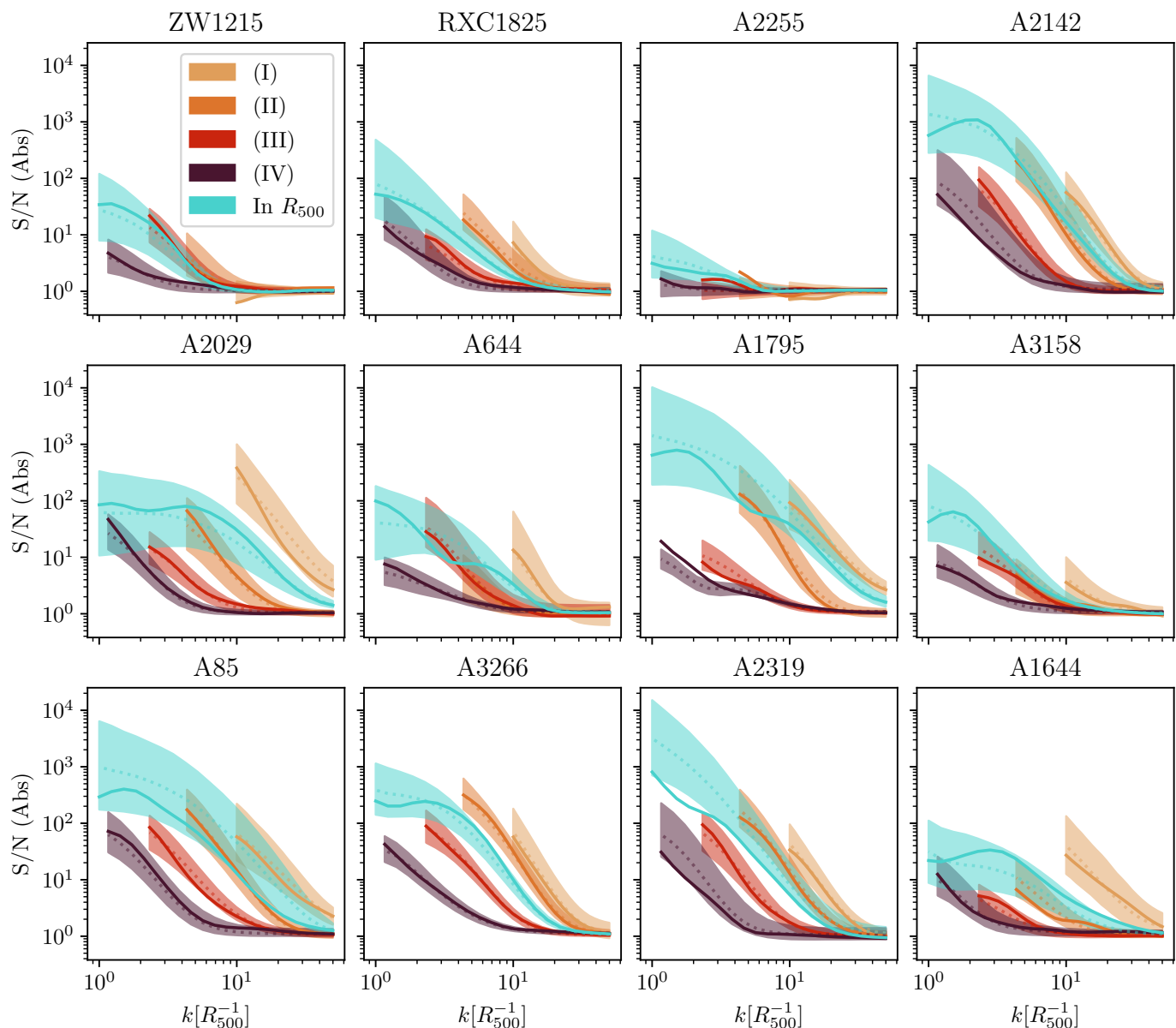


Fig. 6. Power spectrum S/N as defined in Eq. 14 and measured on the surface brightness fluctuation maps with the absolute method (see Sect. 2.6) in the four regions as defined in Table (1) and inside R_{500} for each cluster in the X-COP sample. Dotted line and shaded envelopes show the posterior distribution median and 16th-84th percentiles, accounting for the complete error budget for each cluster. The plain line represents the measured observable for each cluster in X-COP. The plots are ranked in ascending order of disturbance for the cluster, as measured by the C_z coefficient (see Sect. 4.1).

along with a comparison with the approximate clumping factor derived for 35 clusters in Eckert et al. (2015), the clumping factor estimated in the Perseus cluster with a model-free approach by de Vries et al. (2023), and the clumping factor estimated by Angelinelli et al. (2021) for the Itasca simulated cluster sample. We see a good agreement between the three results in the inner regions. We attribute our lower values to the circularly symmetric profiles used in Eckert et al. (2015). Furthermore, we see a good agreement with the factor from de Vries et al. (2023), which was computed from surface brightness fluctuations determined without a spatial surface brightness model (in contrast to what is done in this paper). This may point to the fact that accounting for the ellipticity of the surface brightness minimises the biases introduced by the arbitrary choice of model (discussed further

in Sect. 4.5). However, we observe a tension in the outer region (radii ranging from 0.5 to $1 R_{500}$), which is presumably due to a change in the nature of the measured fluctuations. This is further discussed in Sect. 4.6 and in Sect. 4.8.

4.3. Interpretation as turbulent motions

Assuming that turbulence in the ICM is the main cause of measured density fluctuations, Zhuravleva et al. (2014) and Gaspari et al. (2014) have shown that the characteristic amplitude of the one-component velocity, which can be related to the 1D Mach number \mathcal{M}_{1D} , is proportional to the characteristic amplitude of density fluctuations. This relationship was also studied in the case of turbulence in a box and for stratified atmospheres (Mo-

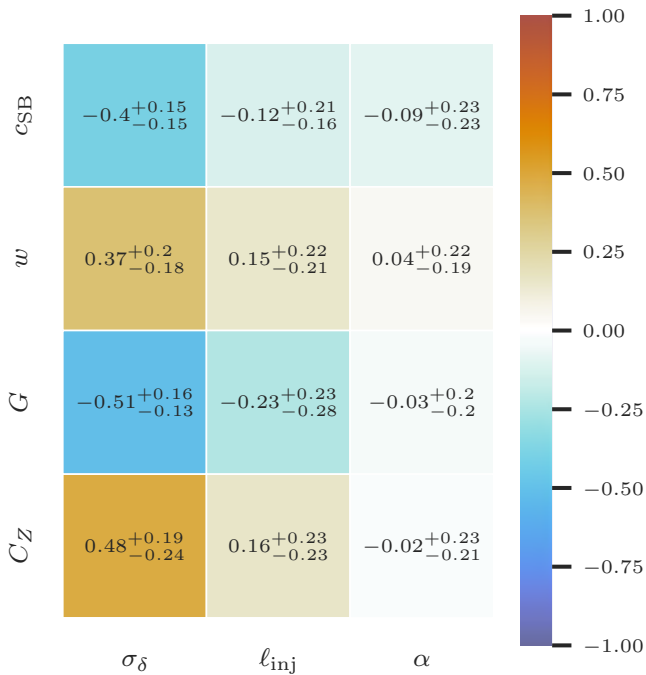


Fig. 7. Correlation matrix as measured by the Spearman coefficient between the morphological indicators and the density fluctuation power spectrum parameters. We display the median and difference with the 16th-84th percentiles. The morphological parameters are defined in Sect. 4.1 and the density fluctuation parameters are defined in Eq. 13 and evaluated inside R_{500} for each cluster in the X-COP sample.

hapatra & Sharma 2019; Mohapatra et al. 2020, 2021) and is discussed further in the case of stratified turbulence in Sect. 4.7. Simonte et al. (2022) derived a similar relationship based on cosmological simulations. This relation is meant to link density fluctuations entirely to the random gas motions, which is more or less arguable depending on the relaxed or perturbed nature of the clusters. This is further discussed in Sect. 4.8. In this case, the density fluctuation dispersion σ_δ can be linearly related to the velocity dispersion, σ_v , which we refer to in terms of the 3D Mach number $\mathcal{M}_{3D} = \sigma_v/c_s$, where c_s is the speed of sound in the ICM:

$$\mathcal{M}_{3D} \simeq (0.63 \pm 0.04) \times \sigma_\delta. \quad (17)$$

We use the relation derived for the whole sample of Simonte et al. (2022) (including relaxed and disturbed clusters). This correlation was initially derived in terms of σ_v , instead of the Mach number, which is equivalent in the limit of an isothermal ICM, but not entirely true in our study involving large scales. The turbulent Mach numbers determined for the X-COP sample are provided in Table A.1 for the four regions of analysis and in R_{500} . The level of turbulence we measure is clearly subsonic, which agrees with the non-thermal pressure support estimated by Eckert+19 using the assumption of a universal gas fraction (Eckert et al. 2019), and also with direct measurements of spectral lines broadening (Sanders et al. 2011; The Hitomi Collaboration 2016). It is also in agreement with previous results from other works based on the statistics of fluctuation in density (Zhuravleva et al. 2015, 2018) and in thermodynamical quantities (Hofmann et al. 2016) in various galaxy clusters. We compute the one-component velocity, $V_{1,k}$, as defined by Zhuravleva et al.

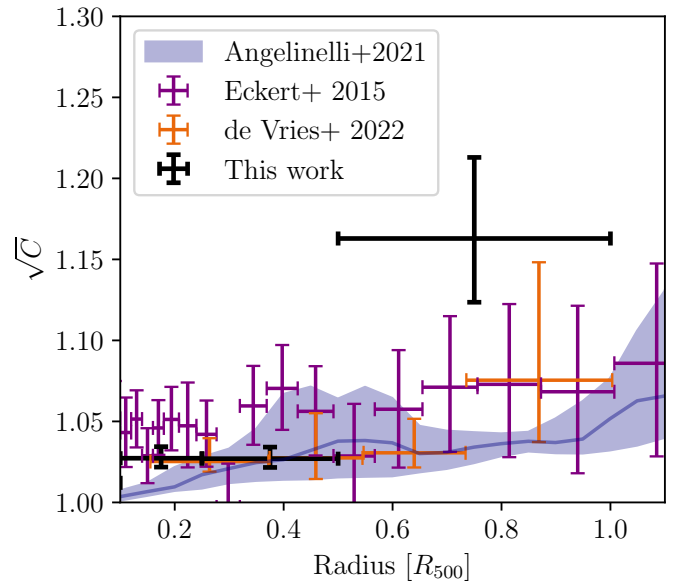


Fig. 8. Comparison of the clumping factor obtained with Eq. (16) for the joint fit across the X-COP sample in each annular region compared to the clumping factor obtained by Eckert et al. (2015) for a sample of 35 clusters, by de Vries et al. (2023) for the Perseus cluster and by Angelinelli et al. (2021) for 9 clusters in the ITASCA simulated clusters. The plain line and envelop represent the median and 16th-84th percentiles of the clumping factor profile.

(2018) in Eq. 4 and use the same scaling relation as proposed in Zhuravleva et al. (2014) to convert the density fluctuation to velocity:

$$V_{1,k} = \frac{c_s}{(1 \pm 0.3)} \times \sqrt{4\pi k^3 \bar{\mathcal{P}}_{3D,\delta}(k)}. \quad (18)$$

We compare it to the results from Zhuravleva et al. (2018) for the clusters in common with X-COP in Fig 9, where we see a reasonable agreement. The source of differences between our measurements may originate from the different approach used to calculate the fluctuations, as Zhuravleva et al. (2018) used wider *Chandra* energy bands that are combined, whereas we use a single narrow *XMM-Newton* band that minimises absorption.

4.4. Non-thermal pressure support

Numerical simulations predict that turbulent motions should be the dominant non-thermal pressure component in galaxy clusters (Vazza et al. 2018; Angelinelli et al. 2020). From this perspective, the aim is to characterise the ratio between the non-thermal pressure of turbulent origin and the total pressure P_{NTH}/P_{Total} . This ratio can be expressed as a function of the 3D turbulent Mach number, \mathcal{M}_{3D} (Eckert et al. 2019), and is expressed as:

$$\frac{P_{NTH}}{P_{TOT}} = \frac{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma}{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma + 3}, \quad (19)$$

where $\gamma = 5/3$ is the polytropic index. The P_{NTH}/P_{Total} ratio determined for the X-COP sample are provided in Table A.1 for the four regions of analysis and inside R_{500} . The value of P_{NTH}/P_{Total} derived for the joint \mathcal{M}_{3D} is shown in Fig. 10 as a function of radius. It is compared to the previous estimations

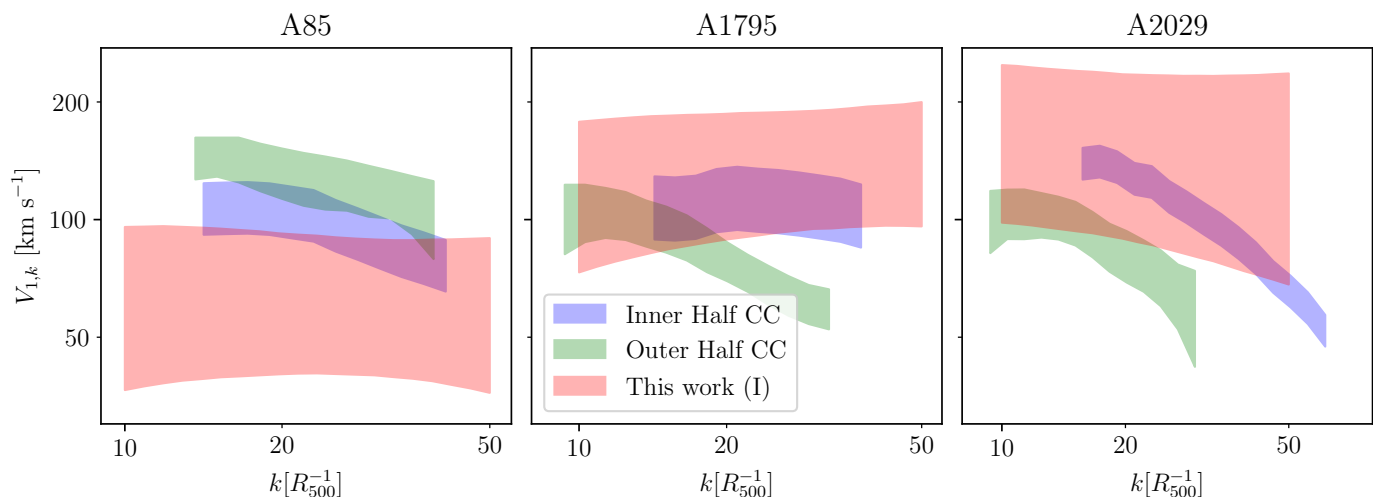


Fig. 9. Comparison of the one component velocity $V_{1,k}$ from Zhuravleva et al. (2018) in the inner and outer part of the cool-cores of each cluster, and our determination in the central region (I) as defined in Table 1. The envelope represents the 16th-84th percentiles of $V_{1,k}$.

from Eckert et al. (2019), and theoretical predictions from numerical simulation by Gianfagna et al. (2021) and Angelinelli et al. (2020). The level of non-thermal support we obtain is consistent with previous measurements on X-COP clusters at R_{500} Eckert et al. (2019). Similarly to what these authors found, we determined a value that is a fraction of between 0.5 and 1 R_{500} lower than what is predicted by numerical simulations. This discrepancy is enhanced towards the centre of clusters up to a factor of 10. In our study, the centre is filled by residual structures such as sloshing spirals and cool-cores, which dictate our measurements in these regions. This is further discussed in Sects. 4.6 and 4.8. This also could point to the fact that real clusters may be more thermalised than those predicted in numerical simulations (e.g. due to an incomplete implementation of the gas physics). In addition, other physical processes, such as cosmic rays, or magnetic fields could contribute to the non-thermal pressure support (Ruszkowski et al. 2017). However, the combination of the available radio data for clusters with radio emission and/or enough sources to study Faraday rotation allows for constraints to be set on the magnetic field pressure to $\leq 1 - 2\%$, while upper limits drawn from the non-detection of hadronic γ -rays allows putting a strong upper limit to the level of $\leq 1\%$ within the virial radius of clusters. Combined, these two non-thermal pressure sources should account for $\leq 2 - 3\%$ of the non-thermal pressure support on the ICM within the virial radius. Numerical estimations on the radial profile of these two components can be found in, for instance, Vazza et al. (2016). A new paper by Botteon et al. (2022) on A2255 may link turbulence at R_{500} , or beyond, to the non-thermal pressure. With a first-order estimate, and limited to this perturbed cluster, it is argued that $\sim 10\%$ of turbulent energy (compared to thermal energy) at R_{500} should be enough to explain the diffuse emission detected by LOFAR (assuming a Fermi II acceleration process).

4.5. Density model dependency

The density model chosen arbitrarily necessarily induces fluctuations of its own, thus introducing a bias in the statistics of brightness fluctuations. We assessed the impact of the choice of model on the statistics of surface brightness fluctuations across the X-COP clusters. We compared three models corresponding to in-

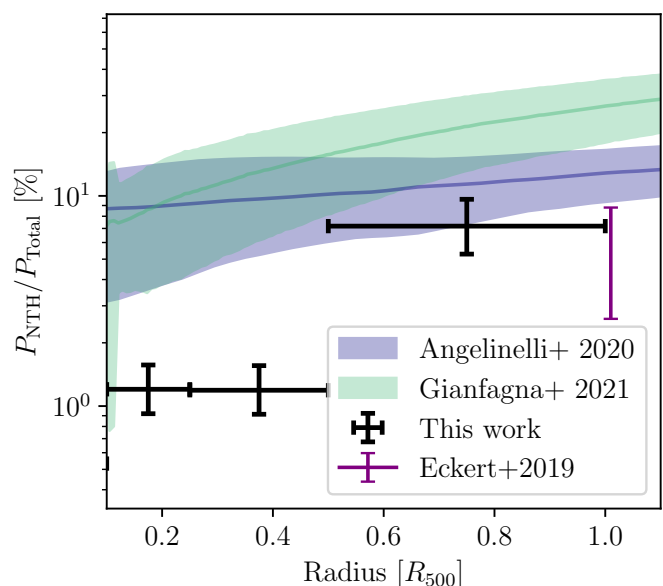


Fig. 10. Comparison of the fraction of turbulent to the hydrostatic pressure in the ICM as measured for the X-COP sample (black points), compared to the previous determination at R_{500} by Eckert et al. (2019, green point). The blue and green line and associated shade envelope shows the predictions for non-thermal pressure support from the numerical simulations by Gianfagna et al. (2021) with the MUSIC clusters and Angelinelli et al. (2020) with the ITASCA clusters.

creasing level of fidelity: a circular β -model (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976), an elliptical β -model, and our mean-model (defined in Sect. 2.3). Assuming that the surface brightness fluctuations are distributed according to a log-normal distribution (Kawahara et al. 2007), we fit a dispersion δ_{S_x} inside R_{500} :

$$\log S_x \sim \mathcal{N}(\log S_{x,0}, \delta_{S_x}).$$

We assume that the mean surface brightness, $S_{x,0}$, in each pixel is given, respectively, by the best-fit circular and elliptic β -model and our best-fit model (see Sect. 3 or Table A.1). The

results are shown in Fig. 11. There is a systematic reduction in dispersion when a more accurate model is used, showing that the simplest way to reduce arbitrary fluctuations is to account for the elliptical shape of the surface brightness. The best improvement is the transition between the circular and elliptical β -model. This is consistent with the results by Zhuravleva et al. (2022) on numerical simulations, showing that accounting for the ellipticity of clusters can reduce the measured density fluctuations by a factor of up to 2. Moreover, we expect the underlying potential to be intrinsically triaxial (e.g. Lau et al. 2021) which motivates the smooth, elliptical surface brightness model. Including triaxiality could further improve the density modelling, but it cannot be constrained by simply using X-ray images in the [0.7-1.2] keV band. There are very few studies constraining the triaxiality using a combination of lensing, X-ray and/or Sunyaev-Zel'dovich distortion (e.g. Filippis et al. 2005; Sereno et al. 2006, 2017; Sayers et al. 2021). Applying this methodology to X-COP clusters would require a multi-wavelength modelling efforts that are beyond the scope of this paper. Generally speaking, structural residuals induced by modelling flaws affect the parameters of the power spectrum from Eq. 13. They tend to increase the normalisation as more fluctuations means more variance, change the slope due to the presence of sharp structures and affect the scale of injection, depending on the size of the residuals.

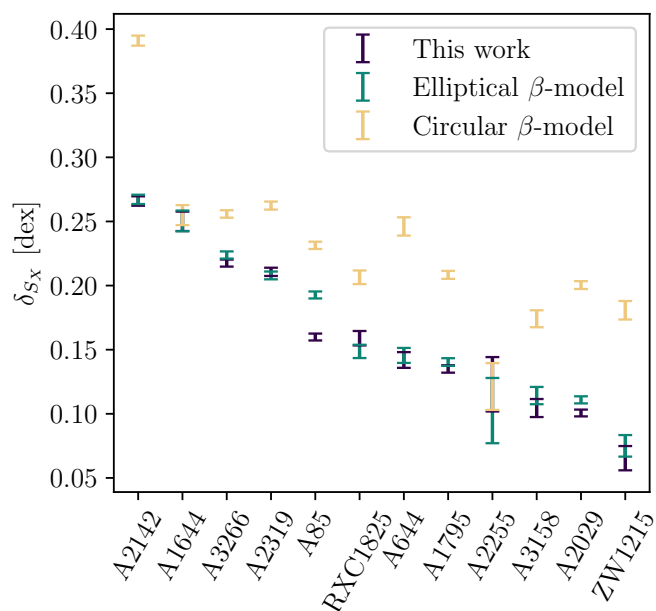


Fig. 11. Surface brightness deviation for a circular β -model, an elliptic β -model, and the complete model from Sect. (2.3) for each cluster in the X-COP sample

4.6. Limitations of the Gaussian random field hypothesis

Our methodology is sensitive to density fluctuations, assumed to be homogeneous and isotropic. As such, they can be described simply by a GRF. This assumption is valid as long as the density fluctuations arise from isotropic and homogeneous turbulence, and the density fluctuations are linearly related to the turbulent velocity. In the case of the X-COP clusters, the presence of cool-cores, submergers, and sloshing causes the emergence of structures in the surface brightness fluctuations that are poorly described by a GRF. Even if these structures (e.g. sloshing) cause

turbulence in the ICM (ZuHone et al. 2012), we are likely to be more sensitive to fluctuations in surface brightness generated by the spiral structure itself rather than to turbulence emerging at the interface of the two phases. The same applies to the presence of hot plasma bubbles from the central AGN feedback, which causes local gas under densities in the central regions with a characteristic size $\lesssim 10$ kpc (Zhang et al. 2022a). Such spatial scales are out of the reach of XMM-Newton. These rising bubbles could induce density fluctuations, exciting g-modes and sound waves. Although simulations predict that they could contribute up to 20% of the heat dissipated in the ICM, they would remain elusive in surface brightness fluctuations (Choudhury & Reynolds 2022). In contrast, in the outer regions, turbulent processes can be expected to emerge from the dynamic assembly of structures. These processes could be sustained over long periods due to the large relaxation time frames that characterise the cluster outskirts and the propensity for the emergence of magnetohydrodynamic instabilities (Perrone & Latter 2022).

We therefore expect the centre of the images to represent the clumping of the gas, that is, in our case, the overdensities present due to the dynamic assembly. Conversely, we can expect the outer regions to represent fluctuations due to turbulent phenomena, since they are close enough to the centre of the cluster for substructure accretion not to bias our results and the clearly identified substructures are masked as part of our analysis. To get rid of the presence of the structures in the centre would require either a fine modelling of the sloshing spiral, as well as the modelling of cool-cores and mergers in the surface brightness residues, or by considering a departure from Gaussianity and informed phase distribution for the random field model we fit, which is beyond the scope of this paper.

4.7. Implications of non-ideal turbulence

In galaxy clusters, the gravity influence is expected to stratify the turbulent flows. This effect will tend to suppress parallel motion and stretch the eddies in the direction orthogonal to the gravity field. Depending on the strength of the stratification, the assumption of an isotropic Gaussian field for the velocity can be rejected, since significant differences will appear between the parallel and orthogonal component (Mohapatra et al. 2020).

Furthermore, stratification will introduce a new mode of energy cascade. In addition to cascading from high to low spatial scales, kinetic energy can be converted in either direction into gravitational potential energy via buoyancy (e.g. Bolgiano Jr. 1962). By moving hot gas to regions of lower density, an additional density contrast appears and increases the total density and surface brightness fluctuations. If stratification is not negligible, not taking this effect into account may imply that the Mach number we calculate may be overestimated. The $\mathcal{M}_{3D}/\sigma_\delta$ relationship (see Eq. 17) proposed by Simonte et al. (2022) considers these effects in cosmological simulations and adds another degree of anisotropy by including the effect of radial accretion.

4.8. Limitations of $\sigma_\delta - \mathcal{M}_{3D}$ equivalency

As in the previous section, it is expected that the density fluctuations observed in the centre of clusters are not necessarily representative of the turbulent phenomena taking place there. For instance, in Fig. 5, we observe both a low injection scale and high spectral index, which can be interpreted in a straightforward way as the presence of small-scale, sharp features in the fluctuation maps. The scale of injection then increases and

the slope tends to reduce with the radius, reflecting the fact that these structures are less prevalent away from the centre. Previous works on turbulence based on numerical simulations shows that this radial evolution should be much lower for the velocity power spectrum (Vazza et al. 2012). Simonte et al. (2022) showed that the spectrum of density fluctuations was steeper in the centre of clusters than in the outer regions, and that its normalisation increases with the radius, while the velocity spectrum remained fairly invariant. At the same time, they showed a better correlation between density fluctuations and turbulent velocity fluctuations when using only relaxed clusters, similarly to Zhuravleva et al. (2022), while the correlation worsens when disturbed clusters, associated with a larger number of clumps in the central regions, are concerned. All together, this suggests that the density fluctuations below $R_{500}/2$, are probably more sensitive to the presence of dense substructures and clumps and relatively less to the compression by turbulent motions. On the other hand, our measurement suggests that the region between $R_{500}/2$ and R_{500} gives an overall better correlation between density and velocity fluctuations.

5. Conclusions

We performed an analysis of the spatial statistics of surface brightness fluctuations across the twelve clusters of the X-COP sample. We derived the underlying power spectrum of density fluctuations. For the first time, we have accounted for the stochastic nature of this observable by estimating the associated sample variance, thus providing a complete error budget.

- Using a simulation-based inference approach and modelling the density fluctuations as a Kolmogorov cascade, we can constrain the normalisation, slope, and scale of injection from the surface brightness fluctuations. The increasing trend in normalisation and injection scale with distance from the cluster core is consistent, respectively, with the general idea that cluster virialisation decreases and that fluctuation-generating processes have dynamic scales that increase further away from the core.
- We correlate the parameters of the density fluctuations with morphological indicators for X-COP clusters to find connections between dynamical state and apparent fluctuations. By properly propagating the uncertainties on each of our parameters, we found a clear correlation between the normalisation of the density fluctuation field and the four parameters of interest, suggesting a link between the measured normalisation of density fluctuations and the dynamical state of clusters. The normalisation of density fluctuations within R_{500} is positively correlated with the Zernike coefficient and the centroid shift, and negatively correlated with the Gini coefficient and concentration parameter. All these correlations can be interpreted as being due to the fact that the amount of fluctuation increases when the surface brightness of the cluster is disturbed, which is self-consistent in our analysis.
- We further interpreted these density fluctuations as gas clumping and turbulent motions. We constrained the clumping factor, Mach number, and non-thermal pressure support in the different regions of interest of our clusters. We observe good agreement with clumping data from other works in the central parts, but not in the external parts, where it is $\sim 10\%$ higher. On the other hand, the non-thermal pressure profile agrees with numerical simulations in the external parts and a previous determination at R_{500} for our sample, but is underestimated in the central parts up to a factor of 10. Due to

the presence of assembly artefacts in the central regions, we discuss the notion that the density fluctuations in the central regions are dominated by pure clumping and density fluctuation originating from residual substructures, while turbulent motions dominate the outer fluctuations.

Considering the sample variance obviously increases the total error in the modelling and parametrisation of the power spectrum of fluctuations. However, this component of the error budget contributes significantly at most scales. Neglecting it could lead to over or false physical interpretations. For physical processes that are universal, such as turbulence, this sample variance can be tackled by increasing the number of sources. It is then assumed that each cluster of a sample would present an individual realisation of the same stochastic physical process, possibly rescaled with its typical size. Thus, we ought to extend our work to a larger sample to allow for a further refinement of the constraints on the velocity dispersion, slope, and injection scales, or even test a more evolved turbulence model including, such as stratification or multiple injection scales (from e.g. AGN, sloshing, dynamical assembly), while retaining sufficient statistics to study relaxed and disturbed subsets to further characterise different behaviours as a function of the source dynamical state. For instance, in a future work, we will present the application of our method to the CHEX-MATE sample (Chex-Mate Collaboration et al. 2021).

Furthermore, upcoming and future direct measurements of turbulence will be a key step in this work and will become available in the coming years, first with the Resolve instrument on board of the XRISM missions (Terada et al. 2021) and later with the X-IFU instrument on board the Athena mission (Barret et al. 2020).

Acknowledgements. We would like to thank Giulia Gianfagna for sharing the MUSIC cluster non-thermal pressure profile from Gianfagna et al. (2021), Irina Zhuravleva for sharing the turbulent velocity power spectra from Zhuravleva et al. (2018), Matteo Angelinelli and Thomas Jones for sharing the clumping data and non-thermal pressure profile of the ITASCA cluster sample from Angelinelli et al. (2020, 2021) and Rajsekhar Mohapatra for the insightful discussions about the impact of stratification. This work was granted access to the HPC resources of CALMIP supercomputing center under the allocation 2022-22052. F.V. acknowledges financial support from the Horizon 2020 program under the ERC Starting Grant magcow, no. 714196. This work used various open-source packages such as `matplotlib` (Hunter 2007), `astropy` (Robitaille et al. 2013; The Astropy Collaboration et al. 2018), `ChainConsumer` (Hinton 2016), `cmasher` (Velden 2020), `sbi` (Tejero-Cantero et al. 2020), `pyro` (Bingham et al. 2019), `jax` (Bradbury et al. 2018), `haiku` (Hennigan et al. 2020), `numpyro` (Bingham et al. 2019; Phan et al. 2019)

References

- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 53, 197
- Angelinelli, M., Ettori, S., Vazza, F., & Jones, T. W. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 653, A171
- Angelinelli, M., Vazza, F., Giocoli, C., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495, 864
- Arévalo, P., Churazov, E., Zhuravleva, I., Hernández-Monteagudo, C., & Revnivtsev, M. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, 1793, publisher: Oxford Academic
- Barret, D., Decourchelle, A., Fabian, A., et al. 2020, *Astronomische Nachrichten*, 341, 224
- Bennett, J. S. & Sijacki, D. 2021, arXiv:2110.07326 [astro-ph], arXiv: 2110.07326
- Biffi, V., Borgani, S., Murante, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 827, 112, publisher: The American Astronomical Society
- Bingham, E., Chen, J. P., Jankowiak, M., et al. 2019, *Journal of Machine Learning Research*, 20, 1
- Bolgiano Jr., R. 1962, *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 67, 3015
- Botteon, A., van Weeren, R. J., Brunetti, G., et al. 2022, *Science Advances*, 8, eabq7623, publisher: American Association for the Advancement of Science

- Bradbury, J., Frostig, R., Hawkins, P., et al. 2018, JAX: composable transformations of Python+NumPy programs
- Brüggen, M. & Vazza, F. 2015, in *Magnetic Fields in Diffuse Media*, ed. A. Lazarian, E. M. de Gouveia Dal Pino, & C. Melioli, Vol. 407 (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg), 599–614, series Title: *Astrophysics and Space Science Library*
- Campitiello, M. G., Ettori, S., Lovisari, L., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 665, A117
- Capalbo, V., De Petris, M., De Luca, F., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503, 6155
- Cappellari, M. & Copin, Y. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 345
- Cavaliere, A. & Fusco-Femiano, R. 1976, *Astronomy and Astrophysics*, 500, 95
- Chex-Mate Collaboration, Arnaud, M., Ettori, S., et al. 2021, *Astronomy and Astrophysics*, 650, A104
- Choudhury, P. P. & Reynolds, C. S. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 514, 3765
- Churazov, E., Vikhlinin, A., Zhuravleva, I., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421, 1123
- Clerc, N., Cucchetti, E., Pointecouteau, E., & Peille, P. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 629, A143
- Cucchetti, E., Clerc, N., Pointecouteau, E., Peille, P., & Pajot, F. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 629, A144
- Cuciti, V., de Gasperin, F., Brüggen, M., et al. 2022, *Nature*, 609, 911, number: 7929 Publisher: Nature Publishing Group
- de Vries, M., Mantz, A. B., Allen, S. W., et al. 2023, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 518, 2954
- Eckert, D., Ettori, S., Pointecouteau, E., et al. 2017, *Astronomische Nachrichten*, 338, 293, eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/asna.201713345>
- Eckert, D., Ettori, S., Robertson, A., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 666, A41, publisher: EDP Sciences
- Eckert, D., Ghirardini, V., Ettori, S., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 621, A40, publisher: EDP Sciences
- Eckert, D., Roncarelli, M., Ettori, S., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 447, 2198
- Ettori, S. & Eckert, D. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 657, L1, publisher: EDP Sciences
- Ettori, S., Ghirardini, V., Eckert, D., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 621, A39
- Filippis, E. D., Sereno, M., Bautz, M. W., & Longo, G. 2005, *The Astrophysical Journal*, 625, 108
- Gaspari, M., Churazov, E., Nagai, D., Lau, E. T., & Zhuravleva, I. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 569, A67
- Gatuzzi, E., Sanders, J. S., Canning, R., et al. 2022a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 513, 1932, aDS Bibcode: 2022MNRAS.513.1932G
- Gatuzzi, E., Sanders, J. S., Dennerl, K., et al. 2022b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 511, 4511, aDS Bibcode: 2022MNRAS.511.4511G
- Germain, M., Gregor, K., Murray, I., & Larochelle, H. 2015, in *Proceedings of the 32nd International Conference on Machine Learning (PMLR)*, 881–889, ISSN: 1938-7228
- Ghirardini, V., Eckert, D., Ettori, S., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 621, A41
- Ghirardini, V., Ettori, S., Eckert, D., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 614, A7, publisher: EDP Sciences
- Gianfagna, G., De Petris, M., Yepes, G., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 502, 5115
- Hennigan, T., Cai, T., Norman, T., & Babuschkin, I. 2020, *Haiku: Sonnet for JAX*
- HI4PI Collaboration. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A116
- Hinton, S. 2016, *Journal of Open Source Software*, 1, 45
- Hoffman, M. D. & Gelman, A. 2014, *Journal of Machine Learning Research*, 15, 1593
- Hofmann, F., Sanders, J. S., Nandra, K., Clerc, N., & Gaspari, M. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 585, A130
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science & Engineering*, 9, 90, conference Name: *Computing in Science & Engineering*
- Kawahara, H., Suto, Y., Kitayama, T., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 659, 257, publisher: IOP Publishing
- Khatri, R. & Gaspari, M. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463, 655
- Lau, E. T., Hearin, A. P., Nagai, D., & Cappelluti, N. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500, 1029
- Lau, E. T., Kravtsov, A. V., & Nagai, D. 2009, *The Astrophysical Journal*, 705, 1129, publisher: The American Astronomical Society
- Lovisari, L., Forman, W. R., Jones, C., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 846, 51, publisher: The American Astronomical Society
- McNamara, B. R. & Nulsen, P. E. J. 2012, *New Journal of Physics*, 14, 055023, publisher: IOP Publishing
- Meneghetti, M., Rasia, E., Merten, J., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 514, A93
- Mohapatra, R., Federrath, C., & Sharma, P. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 493, 5838
- Mohapatra, R., Federrath, C., & Sharma, P. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500, 5072
- Mohapatra, R. & Sharma, P. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 4881
- Mori, M. & Sugihara, M. 2001, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 127, 287
- Nelson, K., Lau, E. T., Nagai, D., Rudd, D. H., & Yu, L. 2014, *The Astrophysical Journal*, 782, 107, publisher: The American Astronomical Society
- Nelson, K., Rudd, D. H., Shaw, L., & Nagai, D. 2012, *The Astrophysical Journal*, 751, 121, aDS Bibcode: 2012ApJ...751..121N
- Ota, N., Nagai, D., & Lau, E. T. 2018, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 70, 51
- Papamakarios, G., Pavlakou, T., & Murray, I. 2017, in *Advances in Neural Information Processing Systems*, Vol. 30 (Curran Associates, Inc.)
- Papamakarios, G., Sterratt, D., & Murray, I. 2019, in *Proceedings of the Twenty-Second International Conference on Artificial Intelligence and Statistics (PMLR)*, 837–848, ISSN: 2640-3498
- Perrone, L. M. & Latter, H. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 513, 4605
- Phan, D., Pradhan, N., & Jankowiak, M. 2019, *Composable Effects for Flexible and Accelerated Probabilistic Programming in NumPyro*, number: arXiv:1912.11554 arXiv:1912.11554 [cs, stat]
- Piffaretti, R. & Valdarnini, R. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 491, 71, number: 1 Publisher: EDP Sciences
- Pinto, C., Sanders, J. S., Werner, N., et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 575, A38
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Biviano, A., et al. 2019, *Space Science Reviews*, 215, 25
- Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., Greenfield, P., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A33, publisher: EDP Sciences
- Roncarelli, M., Gaspari, M., Ettori, S., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 618, A39, publisher: EDP Sciences
- Rossetti, M., Eckert, D., Grandi, S. D., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 556, A44, publisher: EDP Sciences
- Ruszkowski, M., Yang, H.-Y. K., & Reynolds, C. S. 2017, *The Astrophysical Journal*, 844, 13, publisher: The American Astronomical Society
- Sanders, J. S., Dennerl, K., Russell, H. R., et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 633, A42
- Sanders, J. S., Fabian, A. C., & Smith, R. K. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410, 1797
- Sayers, J., Sereno, M., Ettori, S., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505, 4338
- Schuecker, P., Finoguenov, A., Miniati, F., Böhringer, H., & Briel, U. G. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 426, 387, number: 2 Publisher: EDP Sciences
- Sereno, M., Ettori, S., Meneghetti, M., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 3801, aDS Bibcode: 2017MNRAS.467.3801S
- Sereno, M., Filippis, E. D., Longo, G., & Bautz, M. W. 2006, *The Astrophysical Journal*, 645, 170
- Shi, X., Komatsu, E., Nagai, D., & Lau, E. T. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 455, 2936
- Simonte, M., Vazza, F., Brighenti, F., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 658, A149, publisher: EDP Sciences
- Takahashi, H. & Mori, M. 1973, *Publications of the Research Institute for Mathematical Sciences*, 9, 721
- Tejero-Cantero, A., Boelts, J., Deistler, M., et al. 2020, *Journal of Open Source Software*, 5, 2505
- Terada, Y., Holland, M., Loewenstein, M., et al. 2021, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 7, 037001, publisher: SPIE
- The Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 123, publisher: The American Astronomical Society
- The Hitomi Collaboration. 2016, *Nature*, 535, 117
- The Planck Collaboration. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A29, publisher: EDP Sciences
- Vazza, F., Angelinelli, M., Jones, T. W., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 481, L120
- Vazza, F., Roediger, E., & Brüggen, M. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 544, A103
- Vazza, F., Wittor, D., Brüggen, M., & Gheller, C. 2016, *Galaxies*, 4, 60, number: 4 Publisher: Multidisciplinary Digital Publishing Institute
- Vehtari, A., Gelman, A., Simpson, D., Carpenter, B., & Bürkner, P.-C. 2021, *Bayesian Analysis*, 16, 667, publisher: International Society for Bayesian Analysis

- Velden, E. v. d. 2020, *Journal of Open Source Software*, 5, 2004
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 691, publisher: IOP Publishing
- Voit, G. M., Meece, G., Li, Y., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 845, 80, publisher: American Astronomical Society
- Weisstein, E. W. 1995, *Fourier Transform*, publisher: Wolfram Research, Inc.
- XRISM Science Team. 2020, arXiv:2003.04962 [astro-ph], arXiv: 2003.04962
- Zhang, C., Zhuravleva, I., Gendron-Marsolais, M.-L., et al. 2022a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 517, 616
- Zhang, X., Simionescu, A., Gastaldello, F., et al. 2022b, *The Planck clusters in the LOFAR sky. III. LoTSS-DR2: Dynamic states and density fluctuations of the intracluster medium*, arXiv:2210.07284 [astro-ph]
- Zhuravleva, I., Allen, S. W., Mantz, A., & Werner, N. 2018, *The Astrophysical Journal*, 865, 53, publisher: IOP Publishing
- Zhuravleva, I., Chen, M. C., Churazov, E., et al. 2022, *Indirect Measurements of Gas Velocities in Galaxy Clusters: Effects of Ellipticity and Cluster Dynamic State*, arXiv:2210.11544 [astro-ph]
- Zhuravleva, I., Churazov, E., Arévalo, P., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 4184
- Zhuravleva, I., Churazov, E. M., Schekochihin, A. A., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 788, L13, publisher: IOP Publishing
- ZuHone, J. A., Markevitch, M., Brunetti, G., & Giacintucci, S. 2012, *The Astrophysical Journal*, 762, 78, publisher: IOP Publishing
- ZuHone, J. A., Markevitch, M., & Zhuravleva, I. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 110, publisher: The American Astronomical Society

List of objects : ACO 1644 ACO 1795 ACO 2029 ACO 2142
ACO 2255 ACO 2319 ACO 3158 ACO 3266 ACO 644 ACO 85
RXC J1825.3+3026 ZwCl 1215

Appendix A: Additional table

Appendix B: Fourier transform convention

In this paper, we define the Fourier transform with the classical signal processing convention, namely $(0, -2\pi)$, see Weisstein (1995). This pairs results in the forward transform highlighted in Eq. B.1 and B.2. We use \hat{f} and \tilde{f} to refer, respectively, to the 2D and 3D Fourier transform of a function, f .

$$\mathcal{FT}_{2D}\{f\} \equiv \int d^2\rho f(\rho) e^{-2i\pi\mathbf{k}_\rho \cdot \rho} = \hat{f}(\mathbf{k}_\rho), \quad (\text{B.1})$$

$$\mathcal{FT}_{3D}\{f\} \equiv \int d^3\mathbf{r} f(\mathbf{r}) e^{-2i\pi\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}} = \tilde{f}(\mathbf{k}_r). \quad (\text{B.2})$$

Appendix C: Functional approximation for Ψ

The cooling function as seen by XMM-Newton in the [0.7 - 1.2] keV energy band can be phenomenologically modelled with a smooth-broken power law for the temperature dependency and an exponential absorption for the column density:

$$\Psi(N_H, T) \simeq \Lambda_0 e^{-N_H \sigma} \left(\frac{T}{T_{\text{break}}} \right)^{-\alpha_1} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{T}{T_{\text{break}}} \right)^{1/\Delta} \right)^{(\alpha_1 - \alpha_2)\Delta}. \quad (\text{C.1})$$

To determine the best set of parameters for this analytical approximation, we minimised the least-square of the residuals between the functional given in the previous equation and the cooling function estimated with XSPEC for each cluster of the sample. The true cooling rate is determined by computing the count rate for XMM-Newton with an PhABS*APEC model. The temperature at a given radius is set using the universal profile derived from the X-COP sample by Ghirardini et al. (2019). The exposure time is arbitrarily set to 1 Ms and split among PN, MOS-1 and MOS-2 with a 60%, 20%, 20% ratio. The abundance is fixed to $0.3 Z_\odot$. The count-rate in an element of volume is computed in the [0.7-1.2] keV band, assuming that $n_e = 1.17 n_H$ for a fully ionised ICM (Anders & Grevesse 1989), and with the following normalisation:

$$\mathcal{N} = \frac{10^{-14}}{4\pi[d_A(1+z)]^2} \int d^3V n_e n_H,$$

where d_A is the angular diameter distance at the redshift z of the cluster. The XSPEC cooling function $\bar{\Lambda}$ is computed on a 10×10 grid with $k_B T \in [1, 10]$ keV and $N_H \in [1 \times 10^{19}, 2 \times 10^{21}] \text{ cm}^{-2}$ to cover the ranges expected in the X-COP clusters.

Appendix D: Binning approximation

In Sect. 2.3, we make the approximation that the model counts in each bin is given by the product of the surface brightness, S_X , estimated in the centre times the effective exposure $\int_{\text{Bin}} \tau d\rho$, instead of the integral over the bin geometry:

$$\text{Model Counts} = \int_{\text{Bin}} S_X(\rho) \tau d\rho \simeq S_X(\rho_0) \times \int_{\text{Bin}} \tau d\rho, \quad (\text{D.1})$$

where τ is the exposure time in each pixel and $d\rho$ is a surface element of the bin area. To validate this approximation, we used

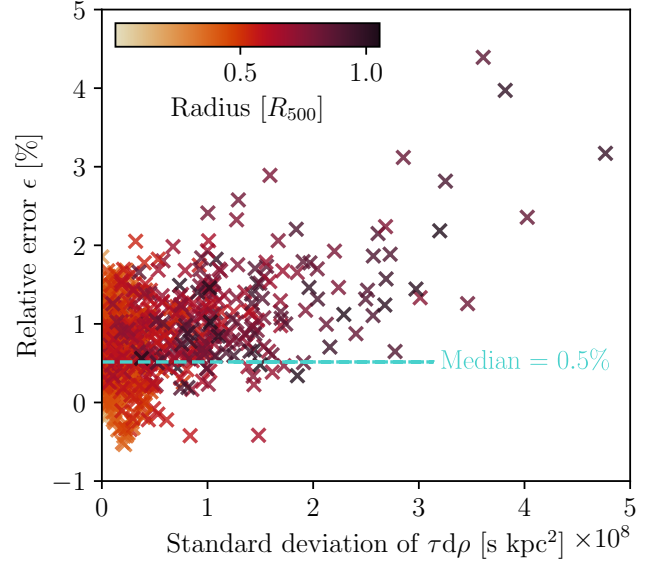


Fig. D.1. Evaluating the uncertainties induced by our approximation of a flat surface brightness in 2D spatial bins. The relative error, ϵ , is compared to the standard deviation of effective exposure in each bin and the color of each point indicate the distance of the bin to the centre of the cluster image.

a A3266 image, exposure map, and binning, and we define the relative error ϵ between the true integral and the approximation as follows :

$$\epsilon = \frac{\int_{\text{Bin}} S_X(\rho) \tau d\rho - S_X(\rho_0) \times \int_{\text{Bin}} \tau d\rho}{\int_{\text{Bin}} S_X(\rho) \tau d\rho}.$$

We plot in Figure (D.1), ϵ compared to the standard deviation of $\tau d\rho$ within the bin. We observe that ϵ is contained around 0.5% for most of the bins. It rises to 4% for some bins located in areas of the image away from the centre, where the mosaic exposure varies greatly. These regions correspond to the places where the XMM-Newton mosaics overlap, and produce strong variations of exposure within the same bin. In any case, the bins with the coarsest approximation are those that contribute the least to the likelihood of our average model.

Appendix E: Mean model parameters

Here, we provide the parameters obtained for the average surface gloss profile, as presented in Sect. 2.3. The notation \mathcal{U} represent a uniform prior distribution, while \mathcal{N} stands for a normal distribution. The density parameters are displayed in Table E.1 and the spatial parameters are displayed in Table E.2

Appendix F: Mexican hat filtering

We redirect the readers to the original article by Arévalo et al. (2012) for additional details on the Mexican hat filtering method. Here, we extend this formalism to arbitrary conventions for Fourier transforms (a, b) , see Weisstein (1995). To do so, we first define the n -dimensional Fourier transform for a radially symmetric function f as the following Hankel transform:

$$\mathcal{FT}_{nD}\{f\} = \left(\frac{|b|}{(2\pi)^{1-a}} \right)^{n/2} \frac{(2\pi)^{n/2}}{(bk)^{n/2-1}} \int_0^\infty r^{n/2} f(r) J_{n/2-1}(bkr) dr.$$

Name	Prior	A1644	A1795	A2029	A2142	A2255	A2319	A3158	A3266	A644	A85	RXC1825	ZW1215	Joint
σ_δ (I)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.54^{+0.27}_{-0.18}$	$0.2^{+0.08}_{-0.05}$	$0.17^{+0.09}_{-0.06}$	$0.12^{+0.05}_{-0.03}$	$0.06^{+0.16}_{-0.04}$	$0.19^{+0.1}_{-0.05}$	$0.28^{+0.28}_{-0.14}$	$0.42^{+0.28}_{-0.13}$	$0.25^{+0.2}$	$0.09^{+0.04}_{-0.02}$	$0.28^{+0.24}_{-0.1}$	$0.05^{+0.24}_{-0.04}$	$0.16^{+0.02}_{-0.01}$
σ_δ (II)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.31^{+0.23}_{-0.09}$	$0.18^{+0.1}_{-0.04}$	$0.09^{+0.04}_{-0.03}$	$0.24^{+0.12}_{-0.06}$	$0.05^{+0.13}_{-0.04}$	$0.27^{+0.08}_{-0.04}$	$0.11^{+0.09}_{-0.04}$	$0.36^{+0.09}_{-0.05}$	$0.06^{+0.03}_{-0.02}$	$0.15^{+0.05}_{-0.03}$	$0.31^{+0.17}_{-0.1}$	$0.1^{+0.07}_{-0.04}$	$0.23^{+0.03}_{-0.02}$
σ_δ (III)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.18^{+0.09}_{-0.05}$	$0.22^{+0.21}_{-0.09}$	$0.13^{+0.13}_{-0.05}$	$0.18^{+0.07}_{-0.04}$	$0.09^{+0.09}_{-0.07}$	$0.27^{+0.09}_{-0.06}$	$0.21^{+0.1}_{-0.05}$	$0.23^{+0.06}_{-0.04}$	$0.32^{+0.28}_{-0.11}$	$0.28^{+0.12}_{-0.08}$	$0.28^{+0.43}_{-0.15}$	$0.18^{+0.07}_{-0.04}$	$0.23^{+0.03}_{-0.02}$
σ_δ (IV)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.74^{+0.78}_{-0.35}$	$0.42^{+0.03}_{-0.03}$	$0.33^{+0.1}_{-0.07}$	$0.57^{+0.25}_{-0.21}$	$0.23^{+0.84}_{-0.19}$	$0.45^{+0.21}_{-0.16}$	$0.45^{+0.21}_{-0.14}$	$0.77^{+0.21}_{-0.15}$	$0.48^{+0.1}_{-0.08}$	$0.41^{+0.38}_{-0.13}$	$0.39^{+0.26}_{-0.11}$	$0.25^{+0.17}_{-0.09}$	$0.59^{+0.08}_{-0.07}$
σ_δ in R_{500}	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.37^{+0.11}_{-0.09}$	$0.19^{+0.05}_{-0.04}$	$0.14^{+0.07}_{-0.04}$	$0.19^{+0.05}_{-0.03}$	$0.17^{+0.18}_{-0.06}$	$0.44^{+0.13}_{-0.08}$	$0.28^{+0.19}_{-0.12}$	$0.32^{+0.04}_{-0.04}$	$0.14^{+0.08}_{-0.03}$	$0.14^{+0.05}_{-0.04}$	$0.41^{+0.16}_{-0.07}$	$0.06^{+0.03}_{-0.02}$	$0.18^{+0.01}_{-0.01}$
$\ell_{\text{inj}}[R_{500}]$ (I)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.46^{+0.33}_{-0.28}$	$0.44^{+1.2}_{-0.28}$	$1.41^{+3.49}_{-1.05}$	$0.15^{+0.43}_{-0.05}$	$0.06^{+0.38}_{-0.04}$	$0.19^{+0.55}_{-0.08}$	$1.77^{+4.76}_{-1.49}$	$0.34^{+0.5}_{-0.15}$	$1.37^{+2.68}_{-0.8}$	$0.81^{+3.07}_{-0.65}$	$0.49^{+2.68}_{-0.31}$	$0.12^{+1.69}_{-0.1}$	$0.26^{+0.12}_{-0.07}$
$\ell_{\text{inj}}[R_{500}]$ (II)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.6^{+2.02}_{-0.35}$	$0.49^{+0.95}_{-0.22}$	$3.34^{+3.72}_{-2.34}$	$0.47^{+0.64}_{-0.2}$	$0.53^{+3.01}_{-0.47}$	$0.34^{+0.51}_{-0.12}$	$0.78^{+2.07}_{-0.43}$	$0.29^{+2.74}_{-0.29}$	$1.99^{+4.74}_{-1.55}$	$0.77^{+1.67}_{-0.42}$	$1.29^{+2.84}_{-0.87}$	$1.38^{+3.03}_{-0.9}$	$2.55^{+1.09}_{-0.76}$
$\ell_{\text{inj}}[R_{500}]$ (III)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.47^{+2.1}_{-0.22}$	$0.61^{+1.05}_{-0.31}$	$1.16^{+2.52}_{-0.62}$	$0.91^{+1.65}_{-0.44}$	$0.1^{+1.32}_{-0.08}$	$2.75^{+3.06}_{-1.55}$	$0.54^{+0.96}_{-0.24}$	$0.55^{+0.69}_{-0.21}$	$1.82^{+4.6}_{-1.14}$	$2.87^{+3.4}_{-1.63}$	$1.14^{+4.14}_{-0.71}$	$1.08^{+1.48}_{-0.52}$	$1.65^{+0.55}_{-0.4}$
$\ell_{\text{inj}}[R_{500}]$ (IV)	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$2.48^{+3.91}_{-2.36}$	$0.12^{+0.03}_{-0.02}$	$1.22^{+1.37}_{-0.45}$	$5.88^{+2.63}_{-2.88}$	$0.35^{+4.45}_{-0.33}$	$4.73^{+3.34}_{-2.51}$	$1.71^{+3.41}_{-1.18}$	$1.19^{+2.15}_{-0.63}$	$0.32^{+0.43}_{-0.14}$	$2.27^{+4.33}_{-1.64}$	$2.59^{+2.25}_{-1.6}$	$1.15^{+3.12}_{-0.71}$	$6.53^{+1.45}_{-1.21}$
$\ell_{\text{inj}}[R_{500}]$ in R_{500}	$10^{\mathcal{U}(-2,1)}$	$0.32^{+0.19}_{-0.12}$	$1.31^{+1.58}_{-0.61}$	$0.32^{+0.39}_{-0.13}$	$0.52^{+0.38}_{-0.16}$	$0.57^{+0.74}_{-0.26}$	$5.6^{+2.35}_{-1.82}$	$2.17^{+3.65}_{-1.52}$	$0.35^{+0.12}_{-0.08}$	$0.5^{+1.15}_{-0.32}$	$0.73^{+2.25}_{-0.44}$	$2.87^{+4.98}_{-2.4}$	$0.73^{+0.99}_{-0.28}$	$0.48^{+0.06}_{-0.05}$
α (I)	$\mathcal{U}(0, 7)$	$4.0^{+1.24}_{-0.85}$	$2.83^{+0.61}_{-0.47}$	$3.18^{+0.61}_{-0.41}$	$5.17^{+1.19}_{-1.31}$	$4.02^{+2.12}_{-2.73}$	$4.89^{+1.22}_{-1.07}$	$2.9^{+1.37}_{-0.73}$	$5.21^{+1.09}_{-0.96}$	$5.86^{+0.76}_{-0.82}$	$3.06^{+0.98}_{-0.63}$	$4.97^{+1.41}_{-1.33}$	$1.81^{+2.2}_{-1.22}$	$4.08^{+0.35}_{-0.28}$
α (II)	$\mathcal{U}(0, 7)$	$3.81^{+1.39}_{-0.73}$	$5.94^{+0.73}_{-0.91}$	$3.79^{+1.31}_{-0.7}$	$6.01^{+0.7}_{-1.09}$	$4.73^{+4.7}_{-2.56}$	$4.81^{+1.35}_{-0.88}$	$3.69^{+1.5}_{-0.95}$	$4.94^{+0.88}_{-0.65}$	$4.97^{+1.35}_{-1.44}$	$4.1^{+1.11}_{-0.61}$	$3.37^{+0.92}_{-0.51}$	$4.53^{+1.65}_{-1.34}$	$3.68^{+0.18}_{-0.14}$
α (III)	$\mathcal{U}(0, 7)$	$4.85^{+1.52}_{-1.54}$	$2.96^{+1.03}_{-0.52}$	$3.4^{+1.13}_{-0.64}$	$5.13^{+1.15}_{-1.01}$	$2.27^{+2.45}_{-1.59}$	$3.54^{+0.59}_{-0.37}$	$4.3^{+1.63}_{-1.18}$	$3.97^{+1.15}_{-0.61}$	$4.59^{+1.59}_{-1.16}$	$2.96^{+0.37}_{-0.31}$	$2.85^{+1.47}_{-0.58}$	$4.77^{+1.22}_{-1.1}$	$3.15^{+0.14}_{-0.12}$
α (IV)	$\mathcal{U}(0, 7)$	$3.72^{+2.12}_{-1.35}$	$5.69^{+0.74}_{-0.81}$	$4.85^{+1.49}_{-1.1}$	$3.31^{+0.89}_{-0.37}$	$3.54^{+1.99}_{-2.01}$	$4.01^{+1.44}_{-0.6}$	$3.05^{+0.99}_{-0.83}$	$2.72^{+0.26}_{-0.21}$	$4.48^{+1.51}_{-1.25}$	$4.1^{+2.32}_{-1.15}$	$3.93^{+0.81}_{-0.58}$	$4.68^{+1.68}_{-1.56}$	$2.9^{+0.1}_{-0.09}$
α in R_{500}	$\mathcal{U}(0, 7)$	$3.4^{+1.01}_{-0.5}$	$3.07^{+0.38}_{-0.33}$	$2.9^{+0.66}_{-0.6}$	$4.05^{+0.52}_{-0.42}$	$3.5^{+1.22}_{-0.87}$	$3.2^{+0.22}_{-0.22}$	$2.83^{+0.83}_{-0.44}$	$4.26^{+0.45}_{-0.38}$	$3.32^{+2.25}_{-0.72}$	$3.88^{+1.66}_{-0.86}$	$2.81^{+0.37}_{-0.26}$	$4.89^{+1.29}_{-1.24}$	$3.67^{+0.12}_{-0.12}$
\sqrt{C} (I)	\sqrt{C} (I)	$1.14^{+0.15}_{-0.07}$	$1.02^{+0.02}_{-0.01}$	$1.02^{+0.02}_{-0.01}$	$1.01^{+0.01}_{-0.01}$	$1.0^{+0.02}_{-0.0}$	$1.02^{+0.02}_{-0.01}$	$1.04^{+0.11}_{-0.03}$	$1.09^{+0.14}_{-0.04}$	$1.03^{+0.07}_{-0.02}$	$1.0^{+0.0}$	$1.04^{+0.09}_{-0.02}$	$1.0^{+0.04}_{-0.0}$	$1.01^{+0.0}$
\sqrt{C} (II)	\sqrt{C} (II)	$1.05^{+0.09}_{-0.02}$	$1.02^{+0.02}_{-0.01}$	$1.0^{+0.0}$	$1.03^{+0.03}_{-0.01}$	$1.0^{+0.02}_{-0.0}$	$1.04^{+0.02}_{-0.01}$	$1.01^{+0.01}_{-0.0}$	$1.06^{+0.03}_{-0.02}$	$1.0^{+0.0}$	$1.01^{+0.01}_{-0.0}$	$1.05^{+0.06}_{-0.03}$	$1.01^{+0.01}_{-0.0}$	$1.03^{+0.01}$
\sqrt{C} (III)	\sqrt{C} (III)	$1.02^{+0.02}_{-0.01}$	$1.02^{+0.06}_{-0.01}$	$1.01^{+0.03}_{-0.0}$	$1.02^{+0.02}_{-0.01}$	$1.0^{+0.15}_{-0.0}$	$1.04^{+0.03}_{-0.01}$	$1.02^{+0.03}_{-0.01}$	$1.03^{+0.01}_{-0.01}$	$1.05^{+0.12}_{-0.03}$	$1.04^{+0.04}_{-0.02}$	$1.04^{+0.19}_{-0.03}$	$1.02^{+0.01}_{-0.01}$	$1.03^{+0.01}$
\sqrt{C} (IV)	\sqrt{C} (IV)	$1.24^{+0.58}_{-0.17}$	$1.09^{+0.01}_{-0.01}$	$1.05^{+0.03}_{-0.02}$	$1.15^{+0.14}_{-0.09}$	$1.03^{+0.44}_{-0.02}$	$1.1^{+0.1}_{-0.05}$	$1.09^{+0.1}_{-0.05}$	$1.26^{+0.14}_{-0.09}$	$1.11^{+0.05}_{-0.03}$	$1.08^{+0.19}_{-0.04}$	$1.07^{+0.12}_{-0.04}$	$1.03^{+0.06}_{-0.02}$	$1.16^{+0.05}_{-0.04}$
\sqrt{C} in R_{500}	\sqrt{C} in R_{500}	$1.07^{+0.04}_{-0.03}$	$1.02^{+0.01}_{-0.01}$	$1.01^{+0.01}_{-0.01}$	$1.02^{+0.01}_{-0.01}$	$1.01^{+0.05}_{-0.01}$	$1.09^{+0.06}_{-0.03}$	$1.04^{+0.07}_{-0.03}$	$1.05^{+0.01}_{-0.01}$	$1.01^{+0.02}_{-0.0}$	$1.01^{+0.01}_{-0.0}$	$1.08^{+0.07}_{-0.05}$	$1.0^{+0.0}$	$1.02^{+0.0}$
\mathcal{M} (I)	\mathcal{M} (I)	$0.34^{+0.18}_{-0.11}$	$0.13^{+0.05}_{-0.03}$	$0.11^{+0.06}_{-0.04}$	$0.08^{+0.03}_{-0.02}$	$0.04^{+0.1}_{-0.02}$	$0.12^{+0.06}_{-0.03}$	$0.17^{+0.18}_{-0.09}$	$0.27^{+0.18}_{-0.08}$	$0.16^{+0.13}_{-0.07}$	$0.06^{+0.02}_{-0.01}$	$0.18^{+0.15}_{-0.07}$	$0.03^{+0.15}_{-0.02}$	$0.1^{+0.1}$
\mathcal{M} (II)	\mathcal{M} (II)	$0.19^{+0.15}_{-0.06}$	$0.11^{+0.06}_{-0.03}$	$0.06^{+0.03}_{-0.02}$	$0.15^{+0.08}_{-0.04}$	$0.03^{+0.09}_{-0.02}$	$0.17^{+0.05}_{-0.03}$	$0.07^{+0.06}_{-0.02}$	$0.23^{+0.06}_{-0.04}$	$0.04^{+0.02}_{-0.01}$	$0.1^{+0.03}_{-0.02}$	$0.19^{+0.11}_{-0.06}$	$0.06^{+0.05}_{-0.02}$	$0.15^{+0.02}$
\mathcal{M} (III)	\mathcal{M} (III)	$0.11^{+0.06}_{-0.03}$	$0.14^{+0.13}_{-0.06}$	$0.08^{+0.08}_{-0.03}$	$0.11^{+0.05}_{-0.03}$	$0.05^{+0.3}_{-0.04}$	$0.17^{+0.06}_{-0.04}$	$0.13^{+0.06}_{-0.03}$	$0.15^{+0.04}_{-0.02}$	$0.2^{+0.18}_{-0.07}$	$0.18^{+0.07}_{-0.05}$	$0.18^{+0.27}_{-0.09}$	$0.15^{+0.05}_{-0.02}$	$0.15^{+0.02}$
\mathcal{M} (IV)	\mathcal{M} (IV)	$0.47^{+0.5}_{-0.23}$	$0.27^{+0.03}_{-0.03}$	$0.21^{+0.06}_{-0.04}$	$0.36^{+0.16}_{-0.13}$	$0.14^{+0.53}_{-0.12}$	$0.28^{+0.13}_{-0.09}$	$0.28^{+0.13}_{-0.09}$	$0.48^{+0.14}_{-0.1}$	$0.3^{+0.07}_{-0.05}$	$0.26^{+0.24}_{-0.08}$	$0.25^{+0.16}_{-0.07}$	$0.16^{+0.11}_{-0.06}$	$0.37^{+0.06}_{-0.05}$
\mathcal{M} in R_{500}	\mathcal{M} in R_{500}	$0.23^{+0.07}_{-0.06}$	$0.12^{+0.03}_{-0.02}$	$0.09^{+0.05}_{-0.02}$	$0.12^{+0.03}_{-0.02}$	$0.11^{+0.11}_{-0.04}$	$0.27^{+0.08}_{-0.05}$	$0.18^{+0.12}_{-0.07}$	$0.2^{+0.03}_{-0.02}$	$0.09^{+0.05}_{-0.02}$	$0.09^{+0.03}_{-0.02}$	$0.26^{+0.1}_{-0.09}$	$0.04^{+0.02}_{-0.01}$	$0.11^{+0.01}_{-0.01}$
$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (I)	$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (I)	$5.99^{+6.83}_{-3.18}$	$0.87^{+0.83}_{-0.38}$	$0.67^{+0.87}_{-0.41}$	$0.32^{+0.34}_{-0.13}$	$0.07^{+0.93}_{-0.06}$	$0.83^{+1.04}_{-0.36}$	$1.65^{+4.8}_{-1.26}$	$3.79^{+6.12}_{-1.95}$	$1.39^{+2.92}_{-0.92}$	$0.19^{+0.2}_{-0.09}$	$1.73^{+3.98}_{-1.04}$	$0.06^{+1.78}_{-0.06}$	$0.54^{+0.14}_{-0.11}$
$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (II)	$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (II)	$2.06^{+3.98}_{-1.08}$	$0.68^{+1.0}_{-0.3}$	$0.19^{+0.22}_{-0.1}$	$1.23^{+1.59}_{-0.54}$	$0.06^{+0.7}_{-0.05}$	$1.59^{+1.1}_{-0.52}$	$0.24^{+0.58}_{-0.14}$	$2.81^{+1.53}_{-0.77}$	$0.08^{+0.1}_{-0.04}$	$0.51^{+0.4}_{-0.19}$	$2.05^{+2.71}_{-1.12}$	$0.23^{+0.44}_{-0.14}$	$1.2^{+0.34}_{-0.26}$
$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (III)	$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (III)	$0.71^{+0.87}_{-0.32}$	$1.03^{+2.84}_{-0.7}$	$0.38^{+1.12}_{-0.22}$	$0.72^{+0.7}_{-0.28}$	$0.17^{+0.67}_{-0.16}$	$1.59^{+1.27}_{-0.61}$	$0.97^{+1.09}_{-0.4}$	$1.16^{+0.64}_{-0.35}$	$2.22^{+5.17}_{-1.26}$	$1.71^{+1.67}_{-1.35}$	$1.75^{+8.31}_{-1.35}$	$0.68^{+0.65}_{-0.26}$	$1.19^{+0.33}_{-0.25}$
$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (IV)	$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (IV)	$10.75^{+23.14}_{-7.57}$	$3.79^{+0.76}_{-0.66}$	$2.36^{+1.58}_{-0.85}$	$6.53^{+6.4}_{-3.8}$	$1.11^{+19.13}_{-1.08}$	$4.19^{+4.51}_{-2.38}$	$4.18^{+4.4}_{-2.4}$	$11.58^{+6.14}_{-3.89}$	$4.81^{+2.21}_{-1.52}$	$3.53^{+8.66}_{-1.82}$	$3.28^{+5.22}_{-1.61}$	$1.39^{+2.42}_{-0.83}$	$7.2^{+2.17}_{-1.74}$
$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ in R_{500}	$P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ in R_{500}	$2.91^{+1.96}_{-1.26}$	$0.81^{+0.52}_{-0.28}$	$0.45^{+0.56}_{-0.2}$	$0.79^{+0.5}_{-0.26}$	$0.66^{+2.04}_{-0.36}$	$4.02^{+2.63}_{-1.32}$	$1.74^{+2.96}_{-1.12}$	$2.14^{+0.68}_{-0.51}$	$0.45^{+0.66}_{-0.19}$	$0.44^{+0.37}_{-0.2}$	$3.57^{+3.14}_{-2.02}$	$0.09^{+0.11}_{-0.04}$	$0.7^{+0.12}_{-0.1}$

Table A.1. Prior distribution, inferred median and 16th-84th percentiles for the density fluctuation parameters, and deduced parameters, for each cluster in the X-COP sample and for a joint fit over the whole sample. The first section represents the density fluctuation parameters defined in Sec. 2.5. The second section corresponds to the parameters deduced from the density fluctuations, namely, the clumping factor \sqrt{C} (Sect. 4.2), Mach number \mathcal{M} (Sect. 4.3) and ratio of non-thermal pressure to total pressure $P_{\text{NTH}}/P_{\text{TOT}}$ (Sect. 4.4). The parameters of the density fluctuations as well as the inferred parameters are calculated in the four regions defined in Table (1) and within R_{500} . We ensured the proper convergence of the MCMC sampling by assessing that $\hat{R} < 1.01$ for each parameter.

Prior	$\log_{10} n_{e,0}^2$ $\mathcal{U}(-8, -3)$	$\log_{10} r_c$ $\mathcal{U}(-2, 0)$	$\log_{10} r_s$ $\mathcal{U}(-1, 1)$	β $\mathcal{U}(0, 5)$	ϵ $\mathcal{U}(0, 5)$	$\log_{10} B$ $\mathcal{U}(-10, -4)$
A1644	-4.057 ± 0.084	-1.934 ± 0.049	-0.091 ± 0.103	0.341 ± 0.004	3.254 ± 1.221	-7.162 ± 0.438
A1795	-3.574 ± 0.005	-1.475 ± 0.004	-0.254 ± 0.034	0.502 ± 0.002	2.075 ± 0.321	-7.34 ± 0.039
A2029	-3.241 ± 0.014	-1.912 ± 0.016	-0.988 ± 0.007	0.31 ± 0.004	1.647 ± 0.022	-7.334 ± 0.012
A2142	-4.267 ± 0.006	-1.274 ± 0.004	-0.08 ± 0.007	0.476 ± 0.002	4.891 ± 0.104	-7.44 ± 0.01
A2255	-6.09 ± 0.034	-0.6 ± 0.098	0.021 ± 0.431	0.526 ± 0.122	2.643 ± 1.49	-7.925 ± 0.65
A2319	-4.978 ± 0.007	-1.033 ± 0.007	-0.001 ± 0.018	0.459 ± 0.004	4.56 ± 0.365	-6.907 ± 0.019
A3158	-5.146 ± 0.026	-1.234 ± 0.051	-0.527 ± 0.025	0.27 ± 0.021	2.522 ± 0.115	-7.458 ± 0.055
A3266	-5.606 ± 0.008	-0.992 ± 0.012	-0.202 ± 0.006	0.327 ± 0.006	4.976 ± 0.025	-7.229 ± 0.011
A644	-4.678 ± 0.009	-1.049 ± 0.01	-0.112 ± 0.048	0.565 ± 0.009	3.914 ± 0.77	-7.486 ± 0.029
A85	-3.224 ± 0.008	-1.987 ± 0.006	-0.639 ± 0.008	0.357 ± 0.001	1.381 ± 0.019	-8.785 ± 0.548
RXC1825	-5.527 ± 0.072	-1.528 ± 0.145	-0.56 ± 0.022	0.149 ± 0.016	2.995 ± 0.098	-7.178 ± 0.023
ZW1215	-5.447 ± 0.019	-0.997 ± 0.037	-0.298 ± 0.059	0.412 ± 0.03	3.554 ± 0.54	-7.545 ± 0.035

Table E.1. Mean and standard deviation of the density model parameters from Eq. 3. The prior distributions are displayed in the first line.

Prior	θ $\mathcal{U}(-\pi/2, +\pi/2)$	e $\mathcal{U}(0, 0.99)$	Right ascension $RA_{Planck} \times \mathcal{N}(1, 0.5)$	Declination $DEC_{Planck} \times \mathcal{N}(1, 0.5)$
A1644	1.148 ± 0.048	0.41 ± 0.02	$12h57m10.923s \pm 0.07s$	$-17^\circ 24' 41.001'' \pm 0.75''$
A1795	-0.197 ± 0.005	0.578 ± 0.002	$13h48m52.778s \pm 0.007s$	$26^\circ 35' 33.404'' \pm 0.126''$
A2029	-0.347 ± 0.004	0.612 ± 0.002	$15h10m56.236s \pm 0.005s$	$5^\circ 44' 42.049'' \pm 0.087''$
A2142	0.854 ± 0.003	0.753 ± 0.001	$15h58m20.173s \pm 0.013s$	$27^\circ 13' 55.763'' \pm 0.17''$
A2255	1.481 ± 0.036	0.553 ± 0.016	$17h12m51.890s \pm 0.397s$	$64^\circ 03' 48.037'' \pm 2.149''$
A2319	0.445 ± 0.005	0.651 ± 0.003	$19h21m10.511s \pm 0.038s$	$43^\circ 57' 21.618'' \pm 0.527''$
A3158	1.418 ± 0.01	0.639 ± 0.005	$3h42m52.761s \pm 0.09s$	$-53^\circ 37' 44.784'' \pm 0.624''$
A3266	-1.136 ± 0.006	0.58 ± 0.003	$4h31m25.116s \pm 0.079s$	$-61^\circ 25' 33.411'' \pm 0.548''$
A644	-0.205 ± 0.01	0.621 ± 0.005	$8h17m25.447s \pm 0.025s$	$-7^\circ 31' 02.495'' \pm 0.459''$
A85	0.355 ± 0.005	0.509 ± 0.002	$0h41m50.414s \pm 0.005s$	$-9^\circ 18' 11.713'' \pm 0.074''$
RXC1825	1.57 ± 0.0	0.624 ± 0.006	$18h25m21.609s \pm 0.069s$	$30^\circ 26' 22.100'' \pm 0.679''$
ZW1215	-1.094 ± 0.011	0.637 ± 0.005	$12h17m41.309s \pm 0.051s$	$3^\circ 39' 30.396'' \pm 0.617''$

Table E.2. Mean and standard deviation of the spatial parametrisation from Eq. 5. The prior distributions are displayed in the first line.

(F.1)

In the following, we designate \tilde{f} as the N-dimension Fourier transform of f . We define the n -dimensional Gaussian kernel of σ standard deviation and its Fourier transform as follows :

$$G_{\sigma,nD}(r) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{n/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (\text{F.2})$$

$$\tilde{G}_{\sigma,nD} = (2\pi)^{\frac{n(a-1)}{2}} |b|^{\frac{n}{2}} \exp\left(-\frac{b^2 k^2 \sigma^2}{2}\right). \quad (\text{F.3})$$

The kernel of the Mexican hat is formally defined as the difference of two Gaussian kernels, whose standard deviations are, respectively, $\sigma_1 = \sigma / \sqrt{1 + \epsilon}$ and $\sigma_2 = \sigma \times \sqrt{1 + \epsilon}$ with $\epsilon = 10^{-3}$. Computing the Taylor expansion of this kernel gives:

$$\tilde{F}(k) = (\tilde{G}_{\sigma_1,nD} - \tilde{G}_{\sigma_2,nD})(k) \simeq |b|^{\frac{n}{2}+2} \epsilon k^2 \sigma^2 (2\pi)^{\frac{n(a-1)}{2}} e^{-\frac{b^2 k^2 \sigma^2}{2}}. \quad (\text{F.4})$$

The relation between the filtered frequency k_{\max} , which corresponds to the maximum value of the previous filter, and the standard deviation σ is given by $k_{\max} = \sqrt{2}/(|b|\sigma)$. We then assume that we set σ in Eq. F.4 so that k_r is the frequency of maximum value. We convolve the true image I with this kernel :

$$I_c(r) = (G_{\sigma_1} - G_{\sigma_2}) * I(r) \quad (\text{F.5})$$

The variance of the convolved image I_c is directly related to the power spectrum of I evaluated at k_r , with a simple proportionality relation : $\text{Var } I_c \propto |\tilde{I}(k_r)|^2$. It can be shown using Plancherel theorem :

$$\int d^n r |I_c(r)|^2 = \int d^n k |\tilde{I}_c(k)|^2 = \int d^n k |\tilde{I}(k)|^2 |\tilde{F}(k)|^2 \quad (\text{F.6})$$

The kernel $|\tilde{F}(k)|^2$ is supposed to be thin enough to act like a Dirac function, and be close to zero when away from k_r . We can then rewrite Eq. F.6 as follows:

$$\int d^n r |I_c(r)|^2 \simeq |\tilde{I}(k_r)|^2 \int d^n k |\tilde{F}(k)|^2 = |\tilde{I}(k_r)|^2 \epsilon^2 \Upsilon(n) k_r^n, \quad (\text{F.7})$$

where $\Upsilon(n) = 2^{n(a-\frac{1}{2})-1} \pi^{n(a+\frac{1}{2})} n \left(\frac{n}{2} + 1\right)$ is a constant which depends on the dimension n . The idea now is to incorporate an arbitrary mask, M , to remove unwanted pixels on the image. We defined the new convolved image as follows :

$$I_c(r) = \left(\frac{G_{\sigma_1} * I}{G_{\sigma_1} * M} - \frac{G_{\sigma_2} * I}{G_{\sigma_2} * M} \right) \times M. \quad (\text{F.8})$$

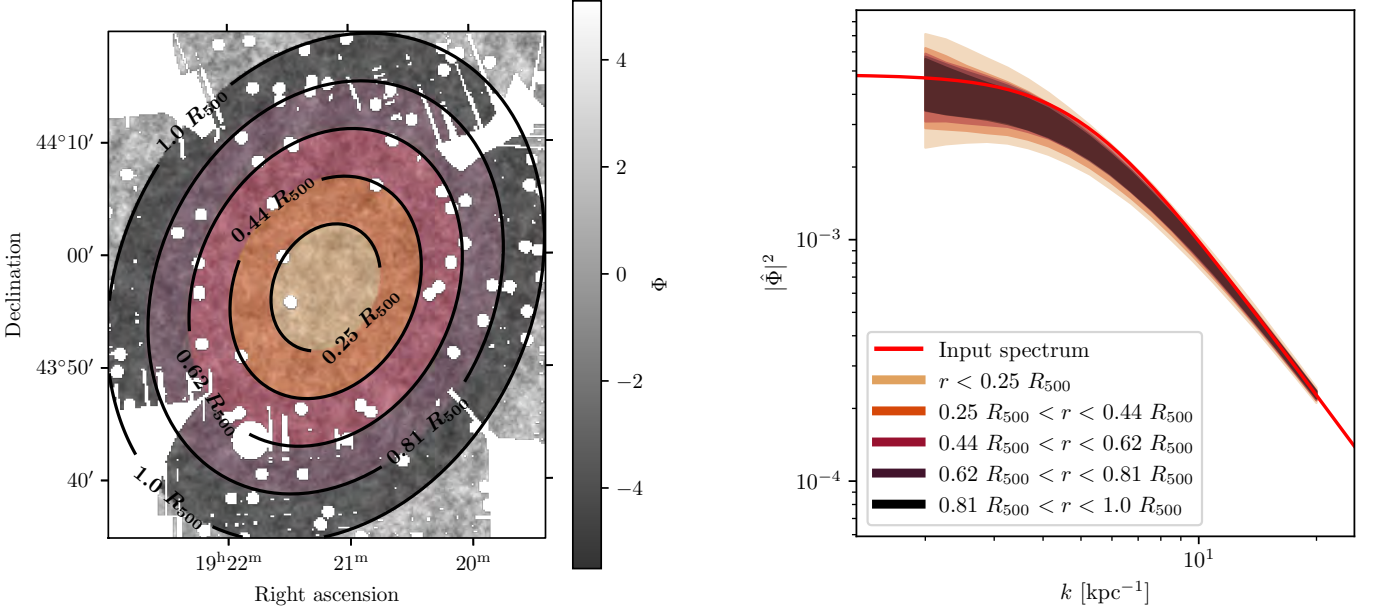


Fig. F.1. Assessing the efficiency of Mexican hats to compute the power spectrum of a field with arbitrary masks by computing the power spectra of 1000 realisations of a random field with known power spectrum in various ring regions. Left panel : regions of interest overplotted on a single realisation of the known random field with the A2319 exposure map. Right panel : recovered power spectra in the various regions of interest for 1000 realisations of the known random field, and comparison with the input power spectrum

Then, including these changes in Eq. F.7, we can estimate the power spectrum of the image by computing:

$$|\hat{I}(k_r)|^2 \simeq \frac{1}{\epsilon^2 \Upsilon(n) k_r^n} \frac{\int d^n \mathbf{r} I_c(\mathbf{r})^2}{\int d^n \mathbf{r} M(\mathbf{r})}. \quad (\text{F.9})$$

The integrals in Eq. F.9 are simply expressed as the sum over all cells (or pixels in 2D). This methodology intrinsically handles border effects as well as point source exclusions in the data. We test the effectiveness of this approach for an image generated via a GRF Φ , with the exposure masks of A3266. In Fig. F.1, we show a single realisation of this GRF along with the regions used to compute the power spectra, along with the distribution of their estimations for 1000 realisations of the GRF. We see a good agreement between the power spectrum used to generate the GRF and the reconstructed ones, with a slight bias, which is investigated in detail by Arévalo et al. (2012).

Appendix G: Correlation between σ_δ and the morphological indicators

Here, we show the individual correlations between the normalisation of density fluctuation estimated inside R_{500} and the various morphological indicators introduced in Sect. 4.1 for each cluster in the X-COP sample in Fig. F.2. We plot the best-fit distribution of a power law scaling for each correlation. This scaling is defined as $\log_{10} y = a_1 \log_{10} x + a_2$. The best-fit values of a_1 and a_2 for each correlation are displayed in Table G.1.

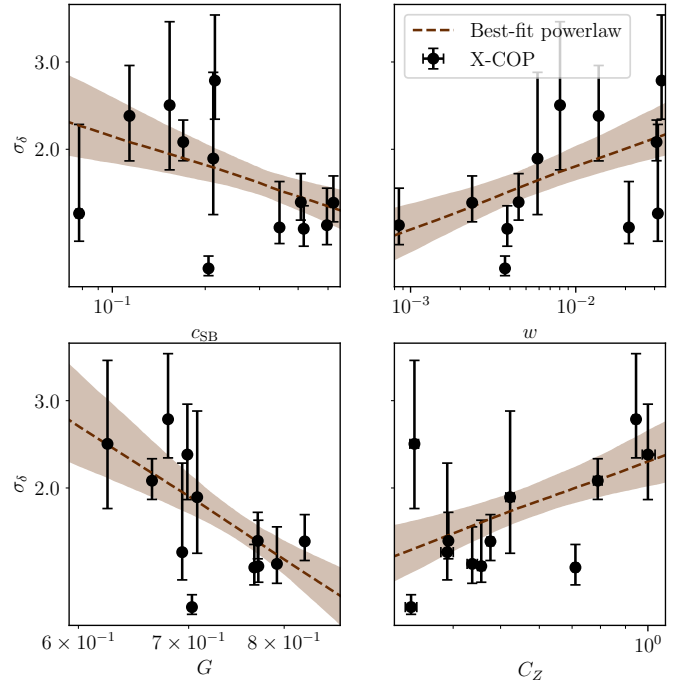


Fig. F.2. Correlation between σ_δ evaluated in R_{500} for each cluster and the morphological indicators defined in Sect. 4.1. The plain line and envelop represent the median and 16th-84th percentiles of the best fit of a power law scaling.

	a_1	a_2
$\sigma_\delta = f(c_{\text{SB}})$	$-0.198^{+0.097}_{-0.134}$	$0.129^{+0.06}_{-0.069}$
$\sigma_\delta = f(w)$	$0.123^{+0.057}_{-0.045}$	$0.507^{+0.141}_{-0.1}$
$\sigma_\delta = f(G)$	$-2.15^{+0.771}_{-0.988}$	$-0.05^{+0.101}_{-0.118}$
$\sigma_\delta = f(C_Z)$	$0.37^{+0.174}_{-0.179}$	$0.355^{+0.061}_{-0.048}$

Table G.1. Median values of a_1 and a_2 and difference with the 16th-84th percentiles of the best fit for each scaling

CHEX-MATE : turbulence in the ICM from X-ray surface brightness fluctuations

S. Dupourqué¹, N. Clerc¹, E. Pointecouteau¹, D. Eckert², M. Gaspari³, L. Lovisari^{9,5}, G.W. Pratt⁶, E. Rasia^{7,8}, M. Rossetti⁹, F. Vazza^{10,11,12}, M. Balboni⁹, I. Bartalucci⁹, H. Bourdin^{15,16}, F. De Luca^{15,16}, M. De Petris¹⁴, S. Ettori¹², S. Ghizzardi⁹, and P. Mazzotta^{15,16}

¹ IRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UT3-PS, Toulouse, France
e-mail: sdupourque@irap.omp.eu

² Department of Astronomy, University of Geneva, Ch. d'Ecogia 16, CH-1290 Versoix, Switzerland

³ Department of Astrophysical Sciences, Princeton University, 4 Ivy Lane, Princeton, NJ 08544-1001, USA

⁴ Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Bologna, Via Gobetti 93/2, 40122, Bologna, Italy

⁵ Center for Astrophysics | Harvard & Smithsonian, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

⁶ Université Paris-Saclay, Université Paris Cité, CEA, CNRS, AIM, 91191, Gif-sur-Yvette, France

⁷ INAF, Osservatorio di Trieste, v. Tiepolo 11, 34131, Trieste, Italy

⁸ IFPU, Institute for Fundamental Physics of the Universe, Via Beirut 2, 34014 Trieste, Italy

⁹ Istituto Nazionale di Astrofisica, IASF-Milano, via A. Corti 12, 20133, Milano, Italy

¹⁰ Hamburger Sternwarte, University of Hamburg, Gojenbergsweg 112, 21029 Hamburg, Germany

¹¹ Istituto di Radioastronomia, INAF, Via Gobetti 101, 40122, Bologna, Italy

¹² INAF, Osservatorio di Astrofisica e Scienza dello Spazio, via Piero Gobetti 93/3, 40129 Bologna, Italy

¹³ DiSAT, Università degli Studi dell'Insubria, via Valleggio 11, I-22100 Como, Italy

¹⁴ Dipartimento di Fisica, Sapienza Università di Roma, Piazzale Aldo Moro 5, I-00185 Roma, Italy

¹⁵ Università degli studi di Roma 'Tor Vergata', Via della ricerca scientifica, 1, 00133 Roma, Italy

¹⁶ INFN, Sezione di Roma 2, Università degli studi di Roma Tor Vergata, Via della Ricerca Scientifica, 1, Roma, Italy

Received ???; accepted ???

ABSTRACT

The intra-cluster medium is prone to turbulent motion that will contribute to the non-thermal heating of the gas, complicating the use of galaxy clusters as cosmological probes. Indirect approaches can estimate the intensity and structure of turbulent motions by studying the associated fluctuations in gas density and X-ray surface brightness. In this work, we want to constrain the gas density fluctuations at work in the CHEX-MATE sample to obtain a detailed view of their properties in a large population of clusters. To do so, we use a simulation-based approach to constrain the parameters of the power spectrum of density fluctuations, assuming a Kolmogorov-like spectrum and including the stochastic nature of the fluctuation-related observables in the error budget. Using a machine learning approach, we learn an approximate likelihood for each cluster. This method requires clusters to be not too disturbed, as fluctuations can originate from dynamic processes such as merging. Accordingly, we remove the less relaxed clusters ($w > 0.02$) from our sample. We define different subsets of CHEX-MATE to determine properties of density fluctuations as a function of dynamical state, mass and redshift, and investigate the correlation with the presence or not of a radio halo. We found a positive correlation between the dynamical state and density fluctuation variance, a non-trivial behavior with mass and no specific trend with redshift or the presence/absence of a radio halo. The injection scale is mostly constrained by the core region. The slope in the inertial range is consistent with Kolmogorov theory. When interpreted as originating from turbulent motion, the density fluctuations in R_{500} yield an average Mach number of $M_{3D} \approx 0.4 \pm 0.2$, an associated non-thermal pressure support of $P_{\text{turb}}/P_{\text{tot}} \approx (9 \pm 6)\%$ or $b_{\text{turb}} \approx 0.09 \pm 0.06$, which is in line with what is expected from the literature.

Key words. X-rays: galaxies: clusters, galaxies: clusters: intracluster medium, turbulence

1. Introduction

Clusters of galaxies, which are the largest gravitationally bound structures in the Universe, house the majority of their baryonic content within the intracluster medium (ICM). This hot gas ($\sim 10^7 - 10^8$ K) quickly develops turbulent cascades as a result of the various perturbations it undergoes. Different phenomena will dictate the injection of kinetic energy into the ICM, depending on the location within the cluster. The central parts are dominated by feedback from the Active Galactic Nucleus (AGN, McNamara & Nulsen 2012; Gaspari et al. 2014a; Voit et al. 2017) while the outer parts are prone to accretion from the cosmic web

and merging with groups or clusters of galaxies which will induce shocks and therefore turbulence (Nelson et al. 2012). These perturbations and their associated turbulence significantly contribute to the non-gravitational heating of the ICM, thereby influencing the hydrostatic mass bias of galaxy clusters (Piffaretti & Valdarnini 2008; Lau et al. 2009; Rasia et al. 2012; Nelson et al. 2014; Biffi et al. 2016; Pratt et al. 2019; Gianfagna et al. 2023).

Generally speaking, turbulence is characterized by chaotic, irregular motion in a fluid, resulting from the injection of high-scale kinetic energy and high Reynolds numbers. It involves the transfer of energy from large scales to smaller scales within

the fluid, leading to complex, unpredictable patterns of motion. Studying turbulence in galaxy clusters can help in characterising the non-thermal pressure support of the ICM, as this should be one of its key components (Vazza et al. 2018; Angelinelli et al. 2020), together with magnetic fields and, to a lesser extent, cosmic rays.

Constraining this process is relatively straightforward with highly resolved X-ray information in the spectral domain, as the motion of the gas is mirrored in the observed spectrum through centroid shifts and broadening of the emission lines. The Hitomi Collaboration (2016) determined a line-of-sight velocity dispersion of $\sim 160 \text{ km s}^{-1}$ in the core of Perseus cluster. Similar measurements will be accessible with the recent launch of *XRISM/Resolve* (XRISM Science Team 2020) and *Athena/X-IFU* in the long term (Barret et al. 2020). Indirect measurements can be achieved by searching for fluctuations of the thermodynamical properties of the ICM that can be due to turbulent processes. For instance, X-ray surface brightness (X-SB) fluctuations point to a pure hydrodynamical flow in the ICM (Schuecker et al. 2004). Such methods have been applied to the Coma (Churazov et al. 2012; Gaspari & Churazov 2013) and Perseus cluster (Zhuravleva et al. 2015). Zhuravleva et al. (2018) joined the analysis on a small sample to investigate the cool-cores of galaxy clusters. Hofmann et al. (2016) investigated the fluctuations of several thermodynamical properties of the ICM. Khatri & Gaspari (2016) and Romero et al. (2023) showed a promising approach, joining the X-ray images to the Sunyaev-Zel'dovich effect (SZE).

However, these studies do not account for the stochastic nature of the surface brightness fluctuation. Indeed, when observing a random field with a finite size sample and trying to assess its properties, an additional source of irreducible variance is added to the total error budget. As shown in Clerc et al. (2019); Cucchetti et al. (2019), the so-called sample variance may be dominant at any spatial scale achievable by *XMM-Newton* and its prevalence grows with scale up to an order of magnitude with respect to other sources. In Dupourqué et al. (2023), we performed an X-ray surface brightness fluctuation analysis on the X-COP cluster sample (Eckert et al. 2017a), with a forward model approach to explicitly account for the sample variance. In this paper, we apply this approach to the CHEX-MATE cluster sample, which is an order of magnitude higher in terms of statistics, and contains a more diverse population of clusters.

In Sect. 2, we describe the methodology to compute the density fluctuation parameters. In Sect. 3, we present the joint constraints on density fluctuations, applied to various subsamples of CHEX-MATE, show the effect of excluding the central part or clusters in our analysis, and investigate the correlation with radio data using the LOw Frequency ARray (LOFAR) Two Meter Sky Survey second data release (LoTSS DR2, Shimwell et al. 2022; Botteon et al. 2022). In Sect. 4, we discuss the Mach number obtained when assuming that the density fluctuations originate from turbulent processes, and the resulting turbulent mass bias. Throughout this paper, we assume a flat Λ CDM cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}$ and $\Omega_m = 1 - \Omega_\Lambda = 0.3$. Scale radii are defined according to the critical density of the Universe at the corresponding redshift. The R_{500} and M_{500} values are obtained from the MMF3 detection method (Melin et al. 2006) as highlighted in Appendix A of The CHEX-MATE Collaboration (2021). The Fourier transform conventions are highlighted in Appendix A.

2. Data and Method

2.1. The CHEX-MATE Sample

The CHEX-MATE program¹, detailed in The CHEX-MATE Collaboration (2021) paper, is a three mega-second, multi-year *XMM-Newton* Heritage Programme aimed at obtaining X-ray observations of 118 minimally biased, signal-to-noise-limited galaxy clusters detected by Planck through SZE (The Planck Collaboration 2016). The project's objectives are to accurately understand the statistical properties of the cluster population, examine how gas properties are influenced by dark matter halo collapse, reveal non-gravitational heating origins, and address major uncertainties in mass determination that restrict the use of clusters for cosmological parameter estimation.

To achieve these goals, a sample of 118 Planck clusters was chosen based on their SZE signal ($S/N > 6.5$) and categorized into two subsamples: Tier 1 contains 61 low-redshift objects in the northern sky that provide an unbiased view of the most recent cluster population ($0.05 < z < 0.2$ and $2 < \frac{M_{500}}{10^{14} M_\odot} < 9$); Tier 2 includes the most massive systems formed in the Universe's history ($z < 0.6$ and $\frac{M_{500}}{10^{14} M_\odot} > 7.25$). These subsamples share four common clusters. The *XMM-Newton* observations are characterized by an exposure time ensuring an S/N of 150 within R_{500} in the [0.3-2.0] keV band. This requirement was chosen to satisfy three conditions: i) to calculate the temperature profile up to R_{500} (with an accuracy of $\pm 15\%$ in the [0.8-1.2] R_{500} region), ii) to measure both the mass obtained from the Y_X mass proxy (Kravtsov et al. 2006), in which $Y_X = M_{g,500} T_X$ ($M_{g,500}$ represents the gas mass within R_{500} and T_X refers to the spectroscopic temperature estimated in the [0.15-0.75] R_{500} range), with an uncertainty of $\pm 2\%$, and iii) to derive as well the mass derived from hydrostatic equilibrium (HE) at R_{500} with a precision of approximately 15 – 20%.

For further information on the sample, scientific objectives, and observation strategies in X-ray and other wavebands, readers should consult The CHEX-MATE Collaboration (2021).

2.2. Data preparation

The images in this study were generated using the pipeline established for the X-COP sample (Eckert et al. 2017a; Ghirardini et al. 2019) and adopted by the CHEX-MATE collaboration. Specifically, *XMM-Newton* data were processed with SAS software (version 16.1.0) and the Extended Source Analysis Software package (ESAS, Snowden et al. 2008). Count images, exposure maps, and particle background maps were extracted in the narrow [0.7-1.2] keV band to maximize the source-to-background emission ratio and minimize systematics related to EPIC background subtraction. A detailed account of the procedure is presented in Bartalucci et al. (2023), and a complete gallery of images is displayed in Fig. 6 in (The CHEX-MATE Collaboration 2021). Point sources are extracted using the *ewavelet* routine in the two energy bands [0.3-2] and [2-7] keV. Every source with flux smaller than the maximum of the logN-logS distribution determined from the point source extraction is masked.

2.3. Bayesian inference for density fluctuations

The methodology described below was first developed and discussed in detail in Dupourqué et al. (2023). This is a 3-step

¹ <http://xmm-heritage.oas.inaf.it/>

procedure which consists in determining an unperturbed surface brightness model, defining the associated surface brightness fluctuations from it and deriving a meaningful observable, and finally constraining parameters from Eq. 1, including the whole error budget. We summarise it briefly in the following sections but refer interested readers to the aforementioned publication for further details.

2.3.1. X-SB unperturbed model

In this study, we aim to model the unperturbed surface brightness S_X of a galaxy cluster to define fluctuations. Using $\mathbf{r} = (x, y, \ell)$ as the 3D position parametrization, and $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ as the 2D equivalent, the surface brightness can be expressed as:

$$S_X(\boldsymbol{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\mathbf{r}) n_e^2(\mathbf{r}) d\ell + B,$$

where $n_e(\mathbf{r})$ is the electronic density and $\Psi(\mathbf{r})$ represents a combination of various factors such as the cooling function, cosmological dimming, Galactic absorption, and convolution with the XMM response functions. B denotes a constant surface brightness sky background. This radial model is folded in a tri-axial shape for the cluster, with no scaling along the line of sight. The centre position and ellipticity are left free, and the centre is fitted with a normal prior centred on the X-ray peak as defined by Bartalucci et al. (2023), with a 50% relative scatter. A modified Vikhlinin model (with $\alpha = 0$ and $\gamma = 3$, see Vikhlinin et al. 2006; Shi et al. 2016) is used to parametrize the density profile:

$$n_e(r) = n_{e,0} \frac{(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta/2}}{(1 + r^3/r_s^3)^{\epsilon/6}}.$$

The $\Psi(\mathbf{r})$ function is determined using an analytical fit on the count-rate of a PhAbs*APEC model with XSPEC 12.11.1. Galactic absorption is accounted for using the N_H data from the HI4PI survey (HI4PI Collaboration 2016). The count image is rebinned using Voronoi tessellation (Cappellari & Copin 2003), with approximately 100 counts per bin, to increase the speed of the inference given the computationally intense surface brightness model we fit. This binning introduces a median bias of $\sim 0.5\%$ which peaks at 4 % in the outermost (and low significance) region, which is still lower than the expected 10% systematic error due to Poisson noise, see App. D in Dupourqué et al. (2023) for more details. The number of counts expected in each bin is forward modelled using the aforementioned surface brightness model. The model parameters are determined using Bayesian inference with a Poisson likelihood in each bin. The posterior distributions are sampled using the No U-Turn Sampler (Hoffman & Gelman 2014) as implemented in the `numpyro` library (Bingham et al. 2019; Phan et al. 2019).

2.3.2. Surface brightness & density fluctuations

Surface brightness emission from galaxy clusters in the soft X-ray band originates mainly from the thermal bremsstrahlung occurring in the ICM plasma. The intensity of this radiation is directly proportional to the squared electronic density. Hence, over-densities and under-densities in the gas distribution can be found as fluctuations in the surface brightness images, and dominate the fluctuations when compared to other sources (Churazov et al. 2012). To constrain the properties of the density fluctuations, we choose to model it as a Gaussian random field, which

can be described using only a second order moment such as the power spectrum or the structure function. As we expect a strong link between density fluctuations and turbulence (Gaspari & Churazov 2013; Gaspari et al. 2014b; Zhuravleva et al. 2014b; Simonte et al. 2022), we model the 3D power spectrum of the random field using a Kolmogorov-like functional (e.g. ZuHone et al. 2016; Dupourqué et al. 2023) since turbulence in clusters is compatible with the purely hydrodynamical case (Schuecker et al. 2004):

$$\mathcal{P}_{3D,\delta}(k) = \sigma_\delta^2 \frac{e^{-(k/k_{\text{inj}})^2} e^{-(k_{\text{dis}}/k)^2} k^{-\alpha}}{\int 4\pi k^2 e^{-(k/k_{\text{inj}})^2} e^{-(k_{\text{dis}}/k)^2} k^{-\alpha} dk}, \quad (1)$$

where k_{inj} and k_{dis} are, respectively, the Fourier frequencies corresponding to the injection scale ℓ_{inj} and dissipation scale ℓ_{dis} , α is the inertial range spectral index (shortened to ‘‘slope’’), and σ_δ^2 is the variance of fluctuations. Given that the dissipation scale, which is roughly greater than or equal to $10^{-3} R_{500}$ as suggested by, for example, Brüggén & Vazza (2015), is anticipated to be significantly smaller than the spatial scales accessible with CHEX-MATE ($\gtrsim 10^{-2} R_{500}$, see Eq. 4). For this reason, we fix the dissipation scale for our entire sample at $10^{-3} R_{500}$. In any case, the arbitrary choice of dissipation scale has little to no impact on the normalization of the power spectrum.

2.3.3. X-SB fluctuations and power spectrum

In this analysis, the X-SB fluctuations are assumed to originate exclusively from intrinsic density fluctuations (see Churazov et al. 2012, for other sources of X-SB fluctuations). The squared density profile can be split into a rest component $n_{e,0}^2$ and fluctuations $\delta \ll 1$, such that the density is given by $n_e(\mathbf{r}) = n_{e,0}(\mathbf{r}) \times (1 + \delta(\mathbf{r}))$. Using a first order expansion of the density, the raw surface brightness image $S_X(\boldsymbol{\rho})$ can be decomposed as the sum of an unperturbed image $S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})$ and a surface brightness fluctuation map. We define the fluctuation map as follows:

$$\Delta(\boldsymbol{\rho}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{S_X(\boldsymbol{\rho}) - S_{X,0}(\boldsymbol{\rho})}{2} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_0(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}) d\ell, \quad (2)$$

where $S_{X,0}$ can be obtained using the best-fit X-SB model and $\epsilon_0(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r}) n_{e,0}^2(\mathbf{r})$ is the associated best-fit emissivity. The factor two arises when considering the square dependency of δ with the surface brightness. To study the contribution of each spatial scale to surface brightness fluctuations, an analysis in Fourier space is performed. We note the Fourier 3D frequencies as $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_\ell)$, and associated 2D frequencies as $\boldsymbol{\kappa} = (k_x, k_y) = (\kappa, \varphi_k)$ in cylindrical coordinates. The power spectrum of the fluctuations, $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$, is defined as:

$$\mathcal{P}_{2D,\Delta}(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \int |\hat{\Delta}(\boldsymbol{\kappa})|^2 d\varphi_k,$$

where $\hat{\Delta}$ is the Fourier transform of the two-dimensional (2D) map Δ and φ is the direction angle in Fourier space. The numerical evaluation of $\mathcal{P}_{2D,\Delta}$ is performed using the method described by Arévalo et al. (2012), which computes the variance of images filtered by Mexican hats on a characteristic scale to estimate the power spectrum, implicitly handling irregular masks such as the excluded point sources or XMM-Newton mosaics. In

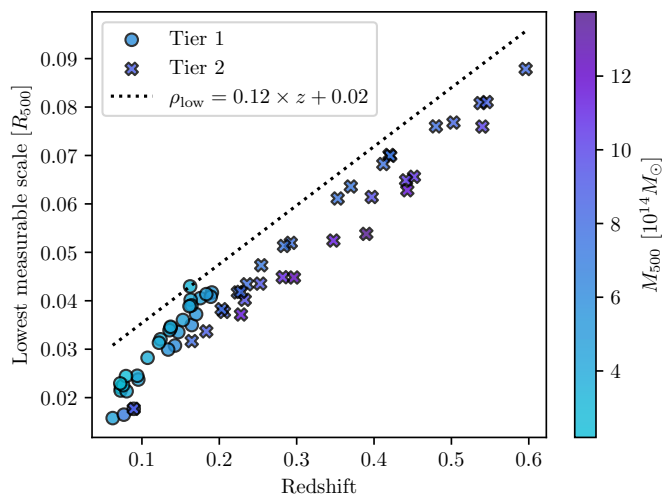


Fig. 1. Lowest scale accessible as a function of the redshift, and best conservative affine relationship used in this paper as defined in Eq. 4.

practice, we divide the X-SB fluctuation power spectrum $\mathcal{P}_{2D, \Delta}$ by the power spectrum of the best-fit X-SB model with Poisson noise $\mathcal{N}_{2D, \Delta}$, to isolate exclusively the fluctuations due to density variations. This observable is defined as a Signal-to-Noise ratio (S/N) as follows:

$$S/N_{\Delta} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\mathcal{P}_{2D, \Delta}}{\mathcal{N}_{2D, \Delta}}. \quad (3)$$

We compute this spectrum on scales defined by the size of the cluster in R_{500} units. The observational strategy detailed in The CHEX-MATE Collaboration (2021) ensures that the thermodynamic properties can be reconstructed up to R_{500} , so we use photons inside this radius. Since the CHEX-MATE sample has a wide range of redshifts, the lowest scale we can investigate is greater for distant clusters than for nearby clusters. We choose a conservative, redshift-dependent scale that allows us to study all clusters respecting the Nyquist-Shannon criterion and minimizing the lost information, in the form of an affine function:

$$\rho_{\text{low}} \simeq 0.123 \times z + 0.023 [R_{500}]. \quad (4)$$

The lowest scale for each cluster in the sample as function of z is displayed in Fig. 1, where Eq. 4 is shown with a dotted line. The effect of this redshift-dependent scale will be to reduce the importance of distant clusters compared with closer ones, since the information linked to them is intrinsically less constraining.

2.3.4. Simulation-based inference

To link our observable quantities to the parameters of the density fluctuations, we need to establish the formal link between these two quantities, which is encapsulated by the likelihood function in a Bayesian framework. However, we cannot derive an analytical formula or closed form for this likelihood in this case. It is however possible to generate mock observables, by generating a Gaussian random field with known parameters and injecting it into our best-fit emissivity model before projection along the line of sight. By including all our sources of uncertainty in this forward modelling, it is possible to assess the dispersion associated with our parameters and our observable due to the sample variance and Poisson noise. This procedure is repeated for 300,000

Subsample	Definition	Size
State (I)	$0.001 < w < 0.005$	22
State (II)	$0.005 < w < 0.011$	21
State (III)	$0.011 < w < 0.019$	21
Mass (I)	$2.2 < M_{500} < 3.77$	11
Mass (II)	$3.77 < M_{500} < 4.65$	10
Mass (III)	$4.65 < M_{500} < 8.77$	10
Redshift (I)	$0.09 < z < 0.26$	12
Redshift (II)	$0.26 < z < 0.42$	11
Redshift (III)	$0.42 < z < 0.6$	11
Radio halo	Halo in LoTSS DR2	8
No radio halo	No halo in LoTSS DR2	13

Table 1. Definition of the subsamples used in the analysis and relative size of each samples. The total number of clusters used in the analysis is 64. Masses are in $10^{14} M_{\odot}$ unit.

simulations per cluster, whose parameters are randomly drawn from the following priors: $\sigma_{\delta} \sim 10^{\mathcal{U}(-2,0)}$, $\ell_{\text{inj}} \sim 10^{\mathcal{U}(-2,0.3)}$ and $\alpha \sim \mathcal{U}(2,5)$. We train a neural network on these simulations to estimate an approximation of the likelihood of our problem, using a masked autoregressive flow (Papamakarios et al. 2017, 2019) as implemented in the `sbi` package (Tejero-Cantero et al. 2020). This approximate likelihood can finally be sampled by using classical MCMC methods such as NUTS (Hoffman & Gelman 2014).

2.4. Splitting CHEX-MATE into subsamples

The presented methodology allows the estimation of the likelihood of individual observations of each cluster. By joining them, one can estimate the parameters of the density fluctuations on selected subsets of the CHEX-MATE sample. For this study, we exclude some clusters for quality or modelling reasons. Our modelling is effective on regular clusters. Disturbed clusters, which have strong departures from spherical symmetry, produce very inhomogeneous density fluctuations due to structural residues. It is important to emphasize that the descriptive power of the Gaussian field model decreases in clusters featuring structures resulting from its dynamic assembly, such as sloshing spirals or cool cores. To mitigate this effect, we want to systematically exclude clusters for which this approach is not suited, and use morphological indicators to do so. Campitiello et al. (2021) extracted morphological parameters of the CHEX-MATE sample and compared it to a visual classification in three classes: i) relaxed, ii) mixed, iii) disturbed. The centroid shift w , which relates to the variation of the distance of the peak of luminosity and the centroid of the emission for a varying aperture up to R_{500} , was computed for every cluster in the CHEX-MATE sample, and shows good separation of the three states. This quantity is dimensionless as it is scaled to R_{500} . We choose to exclude clusters such as $w > 0.02$, which is comparable to the threshold proposed by Lovisari et al. (2017) to classify disturbed clusters, and correspond to 43 objects in the whole CHEX-MATE sample. Campitiello et al. (2021) also derived a combined M parameter (see also Rasia et al. 2013; De Luca et al. 2021), whose purpose was to estimate the disturbance of clusters on a continuum using a combination of multiple morphological indicators. Using w or M yields similar results in this study, as both can define a threshold to exclude the most visually disturbed clusters. However, using w instead of M removes more mixed clusters from the sample with the same threshold definition, which is arguably a more conservative choice. Finally, w correlates better with the

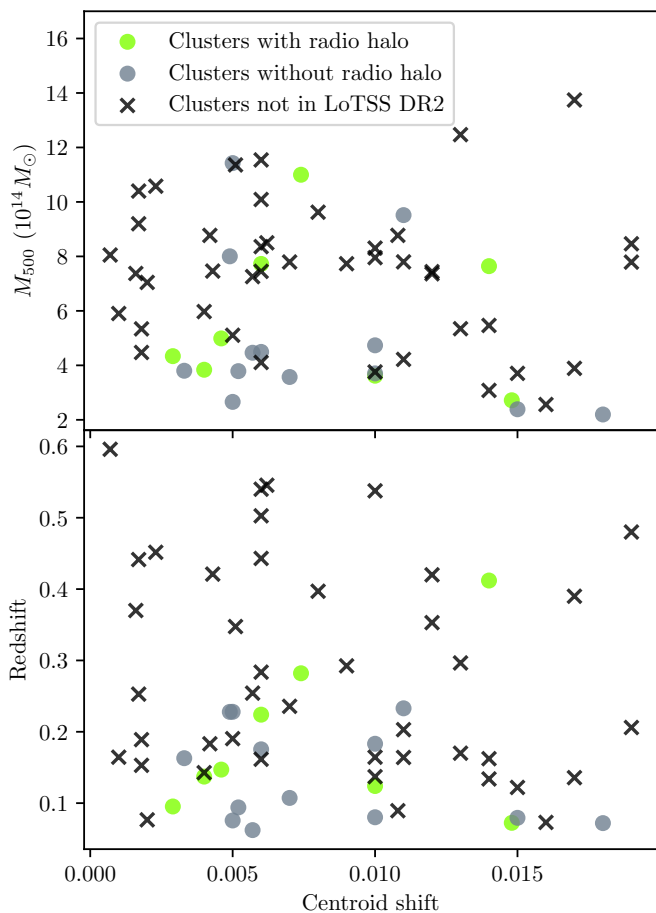


Fig. 2. Correlation between the mass M_{500} , the redshift z and the centroid shift w in the CHEX-MATE sample without disturbed or contaminated clusters, including the clusters in LoTSS DR2 with and without radio halos.

variance of density fluctuations than M in the whole sample, with a Pearson R of respectively 0.5 and 0.36, showing that w is in this case more suited to track the surface brightness disturbances. It is worth noting that despite this threshold, some outliers disturbed clusters remain in our sample, such as PSZ2G266.04-21.25, the famous “Bullet Cluster”, using either w or M to perform the selection. Along with this disturbance threshold, we have systematically excluded double clusters, as well as clusters that are contaminated by the galactic emission (in particular CIZA clusters, see Ebeling et al. 2000), Virgo emission, or by clusters in the foreground or background.

Applying this selection leads to a set of 64 clusters, which is $\sim 60\%$ of the total cluster number in CHEX-MATE. This set is divided into several subsamples, which are defined in Tab. 1 and displayed in Fig. 4a. The symbols (I), (II), (III) for each subsample denote an increase in the quantity used to define it, for instance the State (I) contains the most relaxed clusters while the State (III) contains the most disturbed. In particular, we are interested in the dependence of the density fluctuation parameters on the mass of the clusters, their redshift and their dynamical state. The sample is divided into bins of almost equal sizes to have comparable statistics. The CHEX-MATE sample is built on two subsamples, Tier 1 and Tier 2, which are respectively made up of close clusters of varying mass, and high mass clusters of varying redshifts. Hence, we perform mass separation using Tiers 1 and redshift separation using Tier 2. The dynamical state separation

is performed on the whole sample based on the parameter w . The CHEX-MATE sample is also partially observed by LOFAR. We use the radio halo data and power from the LoTSS-DR2 (Botteon et al. 2022). This survey covers 40 clusters from the CHEX-MATE sample, in which 18 admit detected radio halos. We apply the same filtering procedure and exclude the most disturbed clusters as done previously, lowering the numbers of clusters to 8 with halo and 13 without halo. To investigate the correlation between X-SB fluctuations and radio data, we further define two subsamples of clusters containing or not a radio halo. The good mixing between mass, redshift, dynamical state and the presence of radio halo is shown in Fig. 2, guaranteeing that we are not introducing any selection bias with our subsample definition.

3. Results

3.1. Joint constraints on the sample

The constraints on surface brightness fluctuations can be significantly affected by sample variance when each cluster is studied individually. To mitigate this effect and increase the overall signal, we combine the analysis of density fluctuation properties across multiple clusters by summing their log-likelihoods. We calculate the X-SB fluctuation spectra using information within the R_{500} radius. As cluster cores are often contaminated by cool-cores and structural residuals, we investigate the impact of excluding the central part up to $0.15 R_{500}$ from our analysis. The joint parameters of the density fluctuations and their associated power spectra, estimated across the CHEX-MATE sample without disturbed clusters (64 objects), are shown in Fig. 3 and in Tab. B.1, Tab. B.2, both with and without core exclusion. These are compared with the previous results on the X-COP sample, including the constraints from Dupourqué et al. (2023) for the two rings between $0.1-0.25$ and $0.25-0.5 R_{500}$ as well as the entire R_{500} area. The results obtained for the fluctuation variance σ_δ and the slope α of CHEX-MATE are structurally compatible with the X-COP $0.1-0.25$ and $0.25-0.5 R_{500}$ rings, except for the injection scale ℓ_{inj} . This is further discussed in Sec. 3.2. The slope of the CHEX-MATE analysis including the core, as in X-COP, is fully compatible with Kolmogorov (1941, K41) theory.

The posterior distributions obtained for the joint fit across the state, mass, and redshift subsamples, as defined in Tab. 1, are illustrated in Fig. 4b when the core is included and in Fig. 4c where the core is excluded. The separation on the dynamical states (Fig. 4d and Fig. 4g) shows an increase in the variance of the fluctuations with the centroid shift w . These results can also be compared with those found for the X-COP sample (Dupourqué et al. 2023), which showed a positive correlation between dynamical indicators that increase with cluster perturbation, specifically the centroid shift w and the Zernike moment. Despite such differences, a Kolmogorov/hydrodynamical cascade (with $-11/3$ slopes) appears to be a good approximation for the type of turbulence developing in such systems.

The separation of the Tier 1 sample into several mass bins (Fig. 4e and Fig. 4h) shows a non-trivial correlation between mass and variance of the fluctuations. Regarding previous observational constraints, Hofmann et al. (2016) find a mild anti-correlation between relative density fluctuations (or Mach number) and masses, decreasing by a factor of $1.5\times$ from poor to massive clusters. This is in line with our highest and lowest mass bins but not with the intermediate mass bin which shows much lower normalisations. Note that the low-mass bin does not contain any bin State (I) objects, i.e. the most relaxed clusters in this sample, the high level of normalisation measured can therefore

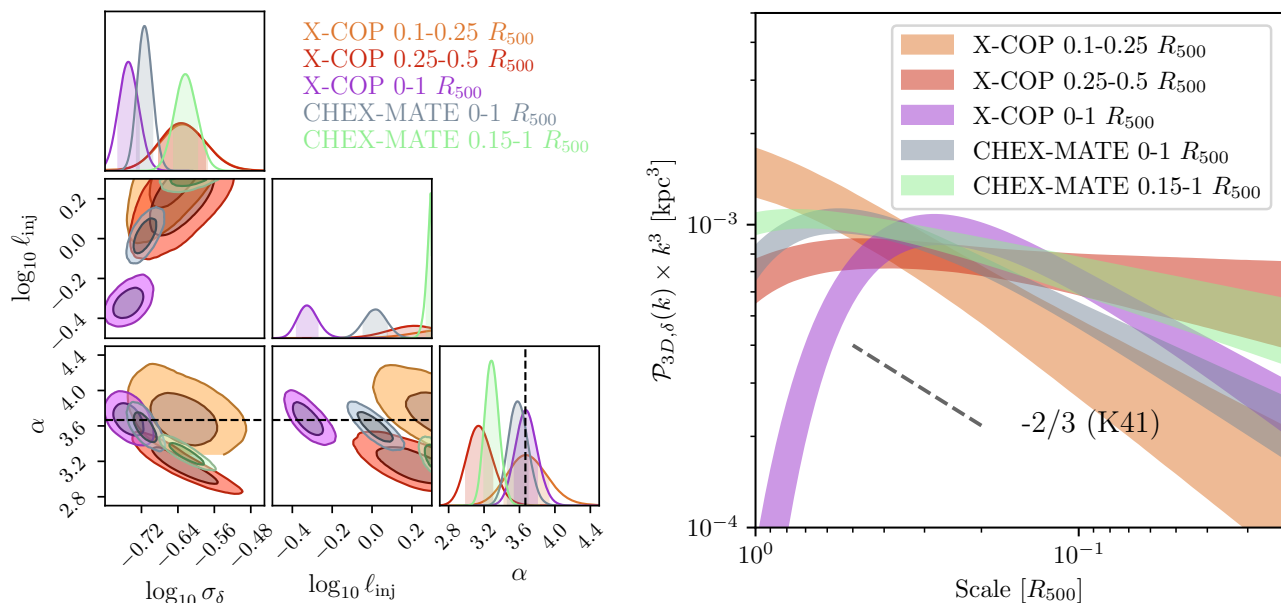


Fig. 3. (left) Joint posterior distributions of the standard deviation, σ_δ , the injection scale, ℓ_{inj} , and the spectral index α of the density fluctuation power spectrum parameters, estimated on the cleaned CHEX-MATE sample and with the X-COP parameters in the 0.1-0.25 and 0.25-0.5 R_{500} rings, as computed in Dupourqué et al. (2023). The black dashed line represents the expected 11/3 index from Kolmogorov theory. (right) Associated 3D power spectra as defined from Eq. 1. The dashed slope indicates the expected slope from Kolmogorov.

also be linked to the dynamical state within the bin. As for the injection scale, clusters are expected to virialize self-similarly, however, meso- and micro-scale astrophysics introduces key deviations depending on the hydrodynamical process at play (e.g., feedback, condensation, sloshing). For instance, the injection scale tends to reside near the R_{500} region, but lower mass systems are capable to reach smaller injection scales toward the core region, likely due to the relatively stronger AGN feedback impact (e.g. Gaspari et al. 2014a). The slope is instead roughly invariant with mass, again suggesting a similar type of turbulence (hydrodynamical). The Mass (III) sample is the most comparable to the previous study on X-COP, and shows comparable variance and slope, but increased injection, which is interpreted as a spatial resolution effect in Sec. 3.2.

The last corner plot (Fig. 4f and Fig. 4i) shows the separation of the sample over the Tier 2 redshift range. At high redshifts ($z \gtrsim 1$), galaxy clusters are expected to experience more frequent mergers (e.g. Huško et al. 2022), which can induce stronger turbulence and density fluctuations in the ICM. With increasing redshift, we observe a mild increase in density variance (hence turbulence) and injection scales. However, our redshifts reach at best up to $z \sim 0.5 - 0.6$, far from the early universe formation. Thus, over the redshift range studied via Tier 2, most turbulence parameters appear to be fairly similar.

3.2. Effect of core exclusion & spatial resolution

The first differences between the analyses with and without the cluster core involve an increase in fluctuation variance, especially in the Mass (III), State (III) and global results, which might suggest that clusters are more disturbed on average in the outer regions. There is also a decrease in the global slope, which could indicate either that the outer regions are noisier due to a lower signal-to-noise ratio or that turbulent processes undergo reinjection at multiple scales, thereby flattening the observed spectrum. About the injection scale, energy injection processes in the clus-

ter cores, such as AGN feedback and sloshing, have a smaller characteristic scale than the outer regions, which are dominated by accretion and merger events. Our constraints on the injection scale average the low injections in the centre and the high injections from the outer parts. This accounts for why we constrain ℓ_{inj} to approximately R_{500} when including the core region but reduce it to an upper limit of roughly $2R_{500}$ —the largest scale that can be measured in our field—when the core is excluded. Using CHEX-MATE, the low angular size of clusters prevents us from assessing properly the low injection scale in the central region, due to the low number of pixels in this region. As an illustration, there is a median number of ~ 200 pixels below $0.15 R_{500}$ in CHEX-MATE, compared to ~ 10000 pixels below $0.15 R_{500}$ in X-COP. However, such behaviour has already been observed in the radial study of X-COP.

Furthermore, as CHEX-MATE clusters are, on average, smaller in the sky than X-COP clusters, the lowest spatial limit that can be exploited on X-COP is 50% smaller than that on CHEX-MATE, which implies a better sampling of the inertial range. This is illustrated in Fig. 1, where the conservative lowest scale we defined is shown along the individual scales that could be achieved for each cluster, and the clusters common with X-COP are on the lower left. This definition for the lowest scale allows consistency of analysis over the whole sample but results in less sensitivity to small scales which are found in the core regions of clusters, skewing the results toward larger injection scales. In Fig.3, the constraints from X-COP align with those from CHEX-MATE when we compare the outer rings, which exclude the core region driving the low injection. Systematically excluding the core from this kind of analysis will reduce the contamination from substructures such as the sloshing spirals, the cool core or cold fronts from older merger, which further increase the correlation between measured density fluctuations and turbulent process, see Sec. 4.2 for further discussions.

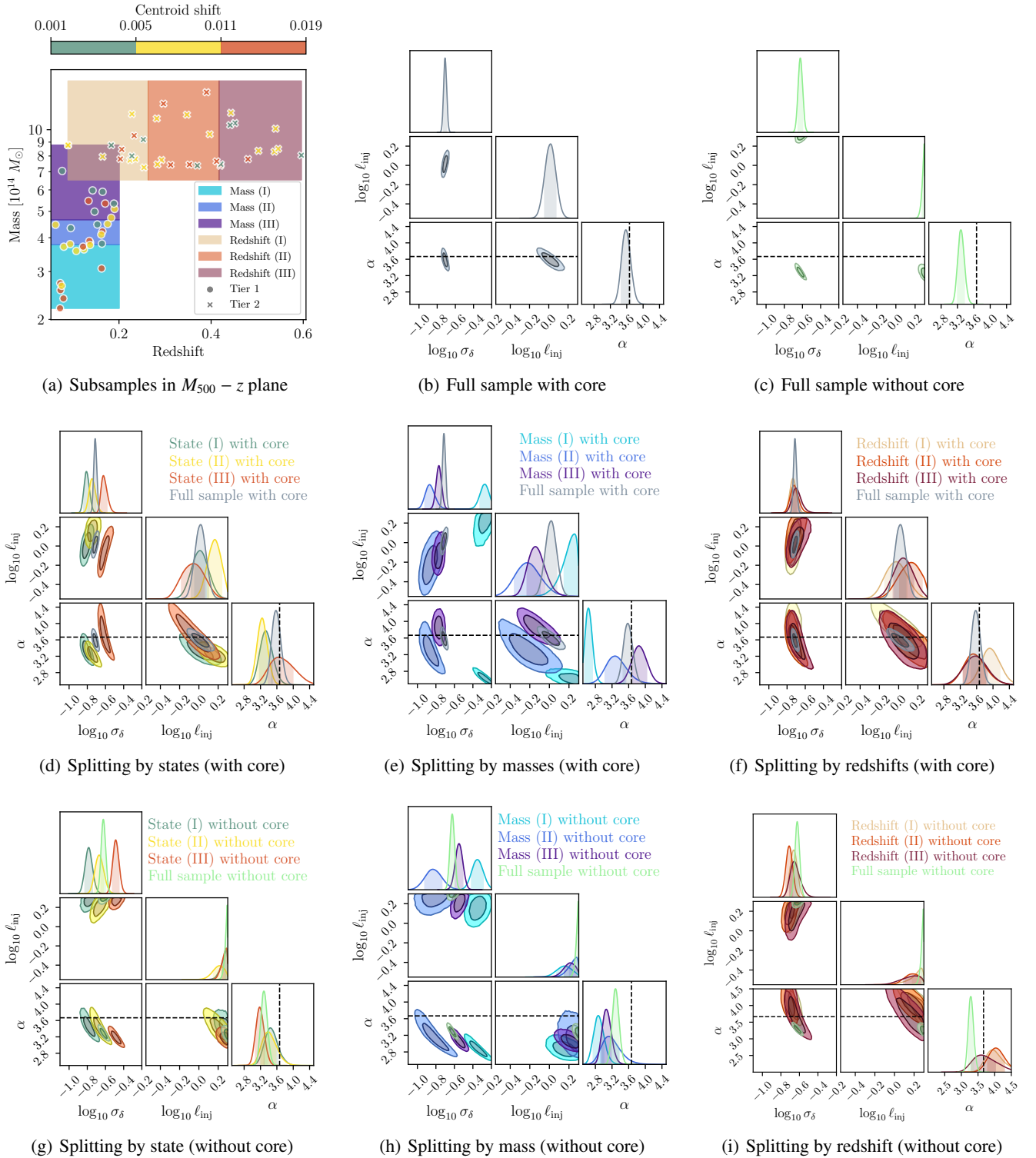


Fig. 4. (a) Distribution of the subsamples in the mass-redshift plane. The shaded areas indicate the mass and redshift subsamples extracted from Tiers 1 and 2 respectively. The colour of the dots reflects the dynamical state of the clusters as measured by the centroid shift w . (b) Joint posterior distributions of the standard deviation, σ_{δ} , the injection scale, ℓ_{inj} , and the spectral index α of the density fluctuation power spectrum parameters, evaluated on the full sample including the core $< 0.15R_{500}$ region. The black dashed line represents the expected 11/3 index from Kolmogorov theory. (d), (e) and (f) are the same plot using the subsamples associated respectively with the state, mass, and redshift as defined in Tab. 1, including the core region. (g), (h), and (i) use the same subsamples without the core regions.

3.3. Correlation with radio data

The presence of turbulence in the ICM is expected to induce particle acceleration through second order Fermi mechanisms in turbulent medium (e.g. Brunetti & Lazarian 2016) which could

be responsible for the presence of radio haloes in galaxy clusters. Eckert et al. (2017b) showed a bimodality in the distribution of the amplitude of X-SB fluctuations at 150 kpc, separating clusters with and without radio haloes and the correlation

between the radio halo power at 1.4 GHz and the one dimensional Mach number \mathcal{M}_{1D} , using a sample of 51 clusters. More recently, Zhang et al. (2023) performed a similar analysis on a smaller sample of 36 halos, detected at lower frequencies with LOFAR. Confirmation of the bimodality was not achievable due to the limited sample size. Additionally, no clear indications of a correlation between the velocity dispersion and the radio power at 150 MHz were found, possibly due to the LoTSS DR2 survey containing more objects with an ultra-steep spectrum. These objects experienced less energetic mergers when compared to clusters in Eckert et al. (2017b) (see Brunetti & Jones (2014) for a review). In this section, we use the CHEX-MATE, which is partially covered by the LoTSS (Shimwell et al. 2019), searching for trend in our density fluctuation model regarding the presence of radio halo, using the whole available spatial scales.

In Fig. 5, we plot the contour obtained for the analysis split on the common clusters with LoTSS DR2, with and without radio halo. We note that, on average, the parameters we examine align well. We do not observe any significant difference between the two subsamples. It is important to note that the exclusion of the most perturbed clusters leads us to study a population of radio-halo with a homogeneous distribution regarding their dynamical state, as illustrated in Fig. 2. Hence, this population is very different from the populations previously studied in Eckert et al. (2017b) and Zhang et al. (2023), which may justify the absence of a clear trend in our results. The limited sample size hinders the determination of trends between fluctuations and radio halos in this study, but the upcoming coverage of the CHEX-MATE sample (82 clusters in total) will allow for the confirmation or refutation of this trend.

4. Discussions

4.1. Interpretation as turbulent motion

Assuming turbulence in the ICM as the primary source of relative density fluctuations, precursory hydrodynamical and theoretical studies (Gaspari & Churazov 2013; Gaspari et al. 2014b; Zhuravleva et al. 2014b) demonstrated that the characteristic amplitude of turbulent velocity dispersion – which defines the Mach number $\mathcal{M} = \sigma_v/c_s$ (with σ_v the 3D velocity dispersion and c_s the sound speed) – is *linearly* tied to the characteristic amplitude of density fluctuations, unlike in non-stratified fluids, where a quadratic trend is expected. This relation has also been studied in the context of turbulence in a box and corroborated for major stratification levels (Mohapatra & Sharma 2019; Shi & Zhang 2019; Mohapatra et al. 2020, 2021). Gaspari & Churazov (2013) initially found the linear scaling relation between the density fluctuations at different scales and the associated Mach number, by testing varying plasma physics (turbulence, thermal conduction, electron-ion equilibration) in high-resolution hydrodynamical simulations of galaxy clusters. As thermal conduction is expected to be highly suppressed in the observed ICM (e.g., ZuHone & Roediger 2016; which also supported by our nearly Kolmogorov slopes), the relation from Gaspari & Churazov (2013), involving the peak of the amplitude spectrum, can be simplified to :

$$\mathcal{M}_{3D} \approx 2\sigma_\delta \left(\frac{l_{inj}}{L_{500}} \right)^{-1/5}, \quad (5)$$

where L_{500} is an injection scale of 500 kpc. Accounting for different levels of turbulence and related spectral slopes, this adds a scatter of ~ 0.1 dex.

Subsequently, Zhuravleva et al. (2014a) and Gaspari et al. (2014b) retrieved an analogous linear relationship with the one-dimensional Mach number ($\mathcal{M}_{1D} = \mathcal{M}_{3D}/\sqrt{3}$):

$$\mathcal{M}_{1D} \approx (1 \pm 0.3)\sigma_\delta. \quad (6)$$

Overall, the above-quoted studies converge toward a linear relation with roughly unitary normalization with \mathcal{M}_{1D} . Recently, this was also validated in a set of cosmological simulations with a sample of 80 clusters (Zhuravleva et al. 2023), in particular for non-merging systems, which is also the focus of our work. Eq. 5 has a low dependency on the injection scale, and is comparable to the scaling from Eq. 6. To account for the dispersion between the two relations, we choose to convert the density fluctuations in Mach number using a unity scaling with a dispersion that accounts for the dispersion between Eq. 5 and Eq. 6:

$$\mathcal{M}_{3D} \approx \sqrt{3} \times (1 \pm 0.4)\sigma_\delta. \quad (7)$$

Further, we can estimate the contribution of such processes to the non-thermal pressure support globally occurring in our sample. The ratio between the non-thermal pressure and the total pressure can be expressed as a function of the 3D turbulent Mach number \mathcal{M}_{3D} (Eckert et al. 2019) if the non-thermal contribution exclusively comes from turbulence:

$$\frac{P_{\text{turb}}}{P_{\text{tot}}} = \frac{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma}{\mathcal{M}_{3D}^2 \gamma + 3}, \quad (8)$$

where $\gamma = 5/3$ is the polytropic index. The ratio from Eq. 8 can directly be interpreted as a turbulent mass bias b_{turb} if $\gamma = 5/3$. The Mach numbers and turbulent mass bias b_{turb} deduced in R_{500} are shown in Fig. 6 and Tab. B.1 and Tab. B.2 for each subsamples, using the scaling from Eq. 7, with a $\mathcal{M}_{3D} \approx 0.41 \pm 0.17$ when evaluated on the whole sample without the core. Consistently with previous studies (e.g., Hofmann et al. 2016) and physical expectations, 3D Mach numbers remain in the subsonic regime, typically in the 0.3 - 0.5 range. This translates into a turbulent pressure support of $P_{\text{turb}}/P_{\text{tot}} \approx (9 \pm 6)\%$, which is in line with the typical value retrieved in cosmological simulations (e.g., Vazza et al. 2018), and previous observational works on the X-COP sample (Eckert et al. 2019; Dupourqué et al. 2023). We measure a bias of $b = 0.09 \pm 0.06$ over the full sample which is compatible with the value obtained in Lovisari et al. (2023) when accounting for the fluctuations at all scales, and previous observational works in X-ray (e.g. Eckert et al. 2019; Ettori & Eckert 2022) or using lensing (e.g. Mahdavi et al. 2008; Zhang et al. 2010). As noted in Sec. 3.1, Fig. 6 also shows a clear increase in turbulent Mach numbers toward more disturbed systems, as well as toward lower cluster masses. The redshift trend is instead minor, as expected by our limited range $z < 0.6$. A complementary approach, proposed by Lovisari et al. (2023), determines the Mach number and the non-thermal contribution from temperature fluctuations measured on a CHEX-MATE subsample. By performing our joint analysis on the same subsample, we obtain a Mach number of the order of $\mathcal{M}_{3D} \approx 0.41 \pm 0.18$ which is compatible with $\mathcal{M}_{3D} \approx 0.36 \pm 0.10$ as obtained from Lovisari et al. (2023). We note that the resolution of the X-SB maps is better than the resolution of the temperature maps, so the most sensitive scales of turbulence might be different.

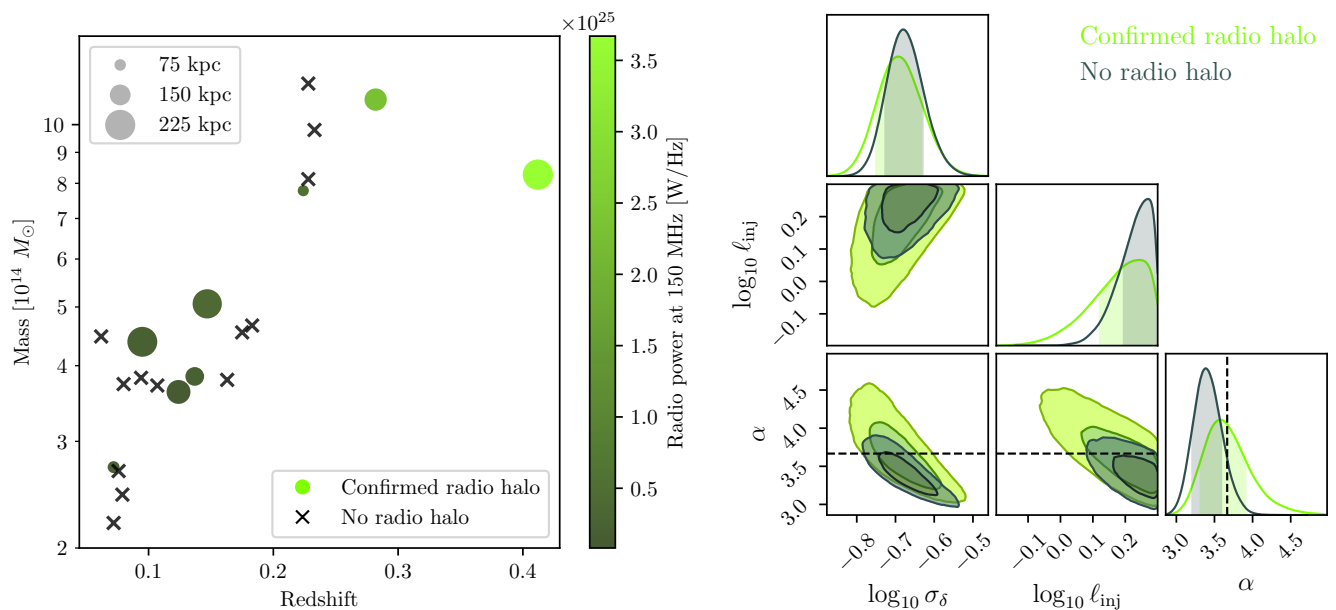


Fig. 5. (left) Visualization of the clusters in LoTSS DR2 in the mass-redshift plane, with estimated halo size and power at 150 MHz. (right) Density fluctuation parameters estimated when using subsamples with confirmed or excluded radio halo.

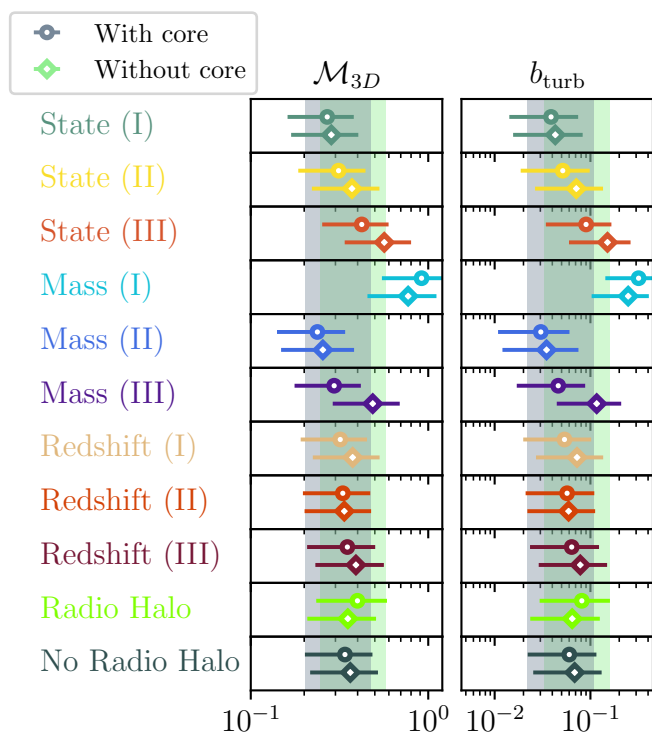


Fig. 6. Mach number \mathcal{M}_{3D} and turbulent mass bias b_{turb} as obtained using the relationship from Eq. 7 and Eq. 8 respectively, applied to the dynamical state, the mass, the redshift and the radio halo subsamples. The blue and green bands represent the average value over the whole sample, respectively, with and without the core. (I) to (III) relates to the increasing value which has been used to define the subsample, i.e. increasing disturbance for the state, and increasing mass and redshift. See Tab. 1 for proper definition of each subsample.

4.2. Discussing the correlation between σ_{δ} and \mathcal{M}_{3D}

The linear link between density fluctuations and turbulent velocities can be analytically derived via simplified hydrodynamics equations for a stratified medium like the ICM (Gaspari & Churazov 2013; Zhuravleva et al. 2014b). This correlation has been investigated and tested using hydrodynamical simulations, by Gaspari & Churazov 2013; Zhuravleva et al. 2014b; Gaspari et al. 2014b; Simonte et al. 2022; Zhuravleva et al. 2023. At variance with the above works, Simonte et al. (2022) applied small-scale filtering techniques to disentangle the spurious contribution of bulk flows and extract the isotropic part of turbulent motions, and excised gas clumps in the simulated ICM. Following this approach, they reported a substantially lower normalization (2–3 \times) and larger scatter in the above relation, also with significant differences in the slope of the relation, depending on the dynamical state of clusters. Their conclusion was that, in general, the presence of residual gas density fluctuations not directly linked to turbulence, but to the crossing of self-gravitating clumps and substructures in the ICM, is hard to excise. It introduces a large scatter in the observational link between projected density fluctuations and the true turbulent budget of the ICM. On the other hand, without distinguishing between turbulent and bulk gas motions in the ICM, cosmological runs by Zhuravleva et al. (2023) such mild/strong correlation and normalization. To disentangle both sources of fluctuations, a clump filtering method has to be applied to simulated and observed datasets. Typically, this involves identifying the high-density tail of the gas density distribution. For example, Simonte et al. (2022) cut the top 5% tail, while Zhuravleva et al. 2023 more conservatively cut less than 0.05% of the values (3.5 σ). The former report an applied threshold $\sigma_{\delta}^2 = 0.22$, hence potentially filtering motions $\mathcal{M}_{1D} \geq 0.47$, which may account for the difference among the various theoretical predictions.

From an observational perspective, it is non-trivial to understand the nature of gas clumping in clusters. Besides filtering obvious mergers, the results of our analysis can be biased toward some residual density structures, which may have vary-

ing effects on the parameters depending on their distance from the centre of the cluster, its mass and its dynamical state. Gas clumps in the outer parts of the cluster will induce high σ_δ as they represent a large relative fluctuation, which could contribute to the correlation between dynamical states and fluctuation normalizations as disturbed clusters contain more substructures. In the central parts, gas clumps are understood as highly significant fluctuations in a very dense region, which will drive the overall spectrum to lower values of σ_δ . The highly structured fluctuations associated with clumps can also bring high slopes and constraints on the injection scale that are close to the clump size. This highlights the challenge of disentangling density fluctuations emerging from turbulent motions and substructures/clumps, such as those also observed in the central parts of X-COP clusters (Dupourqué et al. 2023) and in the CHEX-MATE sample, as illustrated in Fig. C.1. One approach to estimating the contamination due to these substructures could be to use simulations involving contamination by modelled cool-cores or sloshing spirals, and to estimate the biases induced on the reconstruction of the parameters of the fluctuation field as well as the robustness of this approach to the individual deviations of each cluster. This exercise would require the exploration of a large space of contaminant parameters, and will be the subject of a future study. Nevertheless, the results obtained by excluding the central regions of each cluster should be more robust to the presence of artefacts, as shown by the exclusion of the bullet of PSZ2G266.04-21.25, and other clumps in Fig. C.1.

5. Conclusions

We have applied the methodology introduced in Dupourqué et al. (2023) to the CHEX-MATE sample. We focused on a sample of 64 objects, excluding the most disturbed clusters, as our analysis is not suitable for strongly perturbed surface brightness images. We used this subsample to characterise the gas density fluctuations through simulation-based inference applied to the power spectrum of surface brightness fluctuations, increasing the statistic by a factor of ~ 5 when compared to X-COP.

- We derived the parameters of the density fluctuation spectrum for different CHEX-MATE subsamples. The high sample statistic allows us to define 3 classes in terms of dynamical state, mass, and redshift. The fluctuations show a normalisation that increases with the dynamical state, which relates into the fact that disturbed clusters tend to have more density fluctuations. We observe an anticorrelation between mass and normalisation of the fluctuations. The redshift subsamples show invariant behaviour, which is consistent with the fact that the turbulence within the ICM is not expected to change drastically over the studied redshift range ($z < 0.6$).
- We assessed the effects of cluster core on the overall results by comparing the analysis in R_{500} to the analysis excluding the central $0.15R_{500}$ in each cluster. It can be seen that, in particular, the injection scale is no longer constrained when the centre is excluded, which means that the injection we measure is mainly driven by the high signal and low scale processes occurring in the central region, while the signal outside $0.15R_{500}$ only allows us to establish lower limits. The core exclusion reduces the contamination from central structures such as the cool-cores or sloshing spiral, making a more reliable measurement for the statistics of fluctuations.
- We conducted a correlation analysis between our measurements and radio data from the LoTSS-DR2, investigating potential relationships between density fluctuation parameters

and the presence of radio halos. No specific trends emerged when comparing individual parameters of clusters with associated radio halo parameters, which is in line with expectations from the population of haloes we studied, which are low-frequency radio haloes in relaxed clusters.

- We interpreted the density fluctuations as resulting from turbulent processes. Using two scaling relations, we derived 3D Mach numbers for various subsamples defined using the CHEX-MATE sample. We obtained an average $\mathcal{M}_{3D} \approx 0.4 \pm 0.2$ and a corresponding non-thermal pressure support of $P_{\text{turb}}/P_{\text{tot}} \approx 9 \pm 6\%$ or $b_{\text{turb}} \approx 0.09 \pm 0.06$ in R_{500} , which is consistent with what can be found in the literature.

More advanced constraints could be obtained in the future by crossing the fluctuations of the different ICM observables, such as the fluctuations in the SZE, which carry information at further distances from the centre thanks to dependency over n_e instead of n_e^2 for the X-Ray emissivity. Pioneering work such as Khatri & Gaspari (2016); Romero et al. (2023) demonstrated the feasibility of this approach, yet it remains very challenging even using high resolution SZ instruments and still has to integrate the sample variance. In addition, direct and unambiguous measurement of gas motions will be possible in the coming year with *XRISM*/Resolve (Terada et al. 2021) and in the next decade with *Athena*/X-IFU (Barret et al. 2020) through spatially resolved observations of spectral lines centroid shift and broadening.

Acknowledgements. EP, NC, SD, and GWP acknowledge the support of CNRS/INSU and CNES. LL acknowledges financial contribution from the INAF grant 1.05.12.04.01. MDP acknowledges support from Sapienza Università di Roma thanks to Progetti di Ricerca Medi 2020, RM120172B32D5BE2 and Medi 2021, RM12117A51D5269B. FV acknowledges the financial support from the Cariplo "BREAKTHRU" funds Rif: 2022-2088 CUP J33C22004310003. SE acknowledges the financial contribution from the contracts ASI-INAf Athena 2019-27-HH.0. "Attività di Studio per la comunità scientifica di Astrofisica delle Alte Energie e Fisica Astroparticellare" (Accordo Attuativo ASI-INAf n. 2017-14-H.0), and from the European Union's Horizon 2020 Programme under the AHEAD2020 project (grant agreement n. 871158). This work was granted access to the HPC resources of CALMIP supercomputing center under the allocation 2022-22052. LOFAR data products were provided by the LOFAR Surveys Key Science project (LSKSP; <https://lofar-surveys.org/>) and were derived from observations with the International LOFAR Telescope (ILT). LOFAR (Haarlem et al. 2013) is the Low Frequency Array designed and constructed by ASTRON. It has observing, data processing, and data storage facilities in several countries, that are owned by various parties (each with their own funding sources), and that are collectively operated by the ILT foundation under a joint scientific policy. The efforts of the LSKSP have benefited from funding from the European Research Council, NOVA, NWO, CNRS-INSU, the SURF Co-operative, the UK Science and Technology Funding Council and the Jülich Supercomputing Centre. This research was supported by the International Space Science Institute (ISSI) in Bern, through ISSI International Team project #565 (*Multi-Wavelength Studies of the Culmination of Structure Formation in the Universe*). This work made use of various open-source packages such as matplotlib (Hunter 2007), astropy (Robitaille et al. 2013; The Astropy Collaboration et al. 2018), ChainConsumer (Hinton 2016), cmasher (Velden 2020), sbi (Tejero-Cantero et al. 2020), pyro (Bingham et al. 2019), jax (Bradbury et al. 2018), haiku (Hennigan et al. 2020), numpyro (Bingham et al. 2019; Phan et al. 2019)

References

- Angelinelli, M., Vazza, F., Giocoli, C., et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495, 864
- Arévalo, P., Churazov, E., Zhuravleva, I., Hernández-Monteagudo, C., & Revnivtsev, M. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, 1793, publisher: Oxford Academic
- Barret, D., Decourchelle, A., Fabian, A., et al. 2020, *Astronomische Nachrichten*, 341, 224
- Bartalucci, I., Molendi, S., Rasia, E., et al. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 674, A179
- Biffi, V., Borgani, S., Murante, G., et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 827, 112, publisher: The American Astronomical Society

- Bingham, E., Chen, J. P., Jankowiak, M., et al. 2019, *Journal of Machine Learning Research*, 20, 1
- Botteon, A., Shimwell, T. W., Cassano, R., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 660, A78, publisher: EDP Sciences
- Bradbury, J., Frostig, R., Hawkins, P., et al. 2018, JAX: composable transformations of Python+NumPy programs
- Brunetti, G. & Jones, T. W. 2014, *International Journal of Modern Physics D*, 23, 1430007, aDS Bibcode: 2014IJMPD..2330007B
- Brunetti, G. & Lazarian, A. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458, 2584
- Brüggen, M. & Vazza, F. 2015, in *Magnetic Fields in Diffuse Media*, ed. A. Lazarian, E. M. de Gouveia Dal Pino, & C. Melioli, Vol. 407 (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg), 599–614, series Title: *Astrophysics and Space Science Library*
- Campitiello, M. G., Etori, S., & Lovisari, L. 2021, arXiv:2111.02804 [astro-ph], arXiv: 2111.02804
- Cappellari, M. & Copin, Y. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 345
- Churazov, E., Vikhlinin, A., Zhuravleva, I., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421, 1123
- Clerc, N., Cucchetti, E., Pointecouteau, E., & Peille, P. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 629, A143
- Cucchetti, E., Clerc, N., Pointecouteau, E., Peille, P., & Pajot, F. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 629, A144
- De Luca, F., De Petris, M., Yepes, G., et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 504, 5383
- Dupourqué, S., Clerc, N., Pointecouteau, E., et al. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 673, A91, publisher: EDP Sciences
- Ebeling, H., Mullis, C. R., & Tully, R. B. 2000, 218, 79, conference Name: Mapping the Hidden Universe: The Universe behind the Milky Way - The Universe in HI ADS Bibcode: 2000ASPC..218...79E
- Eckert, D., Etori, S., Pointecouteau, E., et al. 2017a, *Astronomische Nachrichten*, 338, 293, eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/asna.201713345>
- Eckert, D., Gaspari, M., Vazza, F., et al. 2017b, 843, L29, publisher: American Astronomical Society
- Eckert, D., Ghirardini, V., Etori, S., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 621, A40, publisher: EDP Sciences
- Etori, S. & Eckert, D. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 657, L1, publisher: EDP Sciences
- Gaspari, M., Brighenti, F., Temi, P., & Etori, S. 2014a, *The Astrophysical Journal*, 783, L10, aDS Bibcode: 2014ApJ...783L..10G
- Gaspari, M. & Churazov, E. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 559, A78, publisher: EDP Sciences
- Gaspari, M., Churazov, E., Nagai, D., Lau, E. T., & Zhuravleva, I. 2014b, *Astronomy and Astrophysics*, 569, A67
- Ghirardini, V., Eckert, D., Etori, S., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 621, A41
- Gianfagna, G., Rasia, E., Cui, W., et al. 2023, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 518, 4238
- Haarlem, M. P. v., Wise, M. W., Gunst, A. W., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 556, A2, publisher: EDP Sciences
- Hennigan, T., Cai, T., Norman, T., & Babuschkin, I. 2020, Haiku: Sonnet for JAX
- HI4PI Collaboration. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 594, A116
- Hinton, S. 2016, *Journal of Open Source Software*, 1, 45
- Hoffman, M. D. & Gelman, A. 2014, *Journal of Machine Learning Research*, 15, 1593
- Hofmann, F., Sanders, J. S., Nandra, K., Clerc, N., & Gaspari, M. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 585, A130
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science & Engineering*, 9, 90, conference Name: *Computing in Science & Engineering*
- Huško, F., Lacey, C. G., & Baugh, C. M. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 509, 5918
- Khatri, R. & Gaspari, M. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463, 655
- Kolmogorov, A. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301, aDS Bibcode: 1941DoSSR..30..301K
- Kravtsov, A. V., Vikhlinin, A., & Nagai, D. 2006, *The Astrophysical Journal*, 650, 128, aDS Bibcode: 2006ApJ...650..128K
- Lau, E. T., Kravtsov, A. V., & Nagai, D. 2009, *The Astrophysical Journal*, 705, 1129, publisher: The American Astronomical Society
- Lovisari, L., Etori, S., Rasia, E., et al. 2023, CHEX-MATE: Characterization of the intra-cluster medium temperature distribution, arXiv:2311.02176 [astro-ph]
- Lovisari, L., Forman, W. R., Jones, C., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 846, 51, publisher: The American Astronomical Society
- Mahdavi, A., Hoekstra, H., Babul, A., & Henry, J. P. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 384, 1567, aDS Bibcode: 2008MNRAS.384.1567M
- McNamara, B. R. & Nulsen, P. E. J. 2012, *New Journal of Physics*, 14, 055023, publisher: IOP Publishing
- Melin, J.-B., Bartlett, J. G., & Delabrouille, J. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 459, 341, number: 2 Publisher: EDP Sciences
- Mohapatra, R., Federrath, C., & Sharma, P. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 493, 5838
- Mohapatra, R., Federrath, C., & Sharma, P. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500, 5072
- Mohapatra, R. & Sharma, P. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 4881
- Nelson, K., Lau, E. T., Nagai, D., Rudd, D. H., & Yu, L. 2014, *The Astrophysical Journal*, 782, 107, publisher: The American Astronomical Society
- Nelson, K., Rudd, D. H., Shaw, L., & Nagai, D. 2012, *The Astrophysical Journal*, 751, 121, aDS Bibcode: 2012ApJ...751..121N
- Papamakarios, G., Pavlakou, T., & Murray, I. 2017, in *Advances in Neural Information Processing Systems*, Vol. 30 (Curran Associates, Inc.)
- Papamakarios, G., Sterratt, D., & Murray, I. 2019, in *Proceedings of the Twenty-Second International Conference on Artificial Intelligence and Statistics (PMLR)*, 837–848, iSSN: 2640-3498
- Phan, D., Pradhan, N., & Jankowiak, M. 2019, *Composable Effects for Flexible and Accelerated Probabilistic Programming in NumPyro*, number: arXiv:1912.11554 arXiv:1912.11554 [cs, stat]
- Piffaretti, R. & Valdarnini, R. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 491, 71, number: 1 Publisher: EDP Sciences
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Biviano, A., et al. 2019, *Space Science Reviews*, 215, 25
- Rasia, E., Meneghetti, M., & Etori, S. 2013, *Astronomical Review*, 8, 40, publisher: Taylor & Francis eprint: <https://doi.org/10.1080/21672857.2013.11519713>
- Rasia, E., Meneghetti, M., Martino, R., et al. 2012, *New Journal of Physics*, 14, 055018, aDS Bibcode: 2012NJPh...14e5018R
- Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., Greenfield, P., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A33, publisher: EDP Sciences
- Romero, C. E., Gaspari, M., Schellenberger, G., et al. 2023, *The Astrophysical Journal*, 951, 41, publisher: The American Astronomical Society
- Schuecker, P., Finoguenov, A., Miniati, F., Böhringer, H., & Briel, U. G. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 426, 387, number: 2 Publisher: EDP Sciences
- Shi, X., Komatsu, E., Nagai, D., & Lau, E. T. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 455, 2936
- Shi, X. & Zhang, C. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487, 1072
- Shimwell, T. W., Hardcastle, M. J., Tasse, C., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 659, A1, publisher: EDP Sciences
- Shimwell, T. W., Tasse, C., Hardcastle, M. J., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 622, A1, publisher: EDP Sciences
- Simonte, M., Vazza, F., Brighenti, F., et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 658, A149, publisher: EDP Sciences
- Snowden, S. L., Mushotzky, R. F., Kuntz, K. D., & Davis, D. S. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 478, 615, number: 2 Publisher: EDP Sciences
- Tejero-Cantero, A., Boelts, J., Deistler, M., et al. 2020, *Journal of Open Source Software*, 5, 2505
- Terada, Y., Holland, M., Loewenstein, M., et al. 2021, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 7, 037001, publisher: SPIE
- The Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 123, publisher: The American Astronomical Society
- The CHEX-MATE Collaboration. 2021, *Astronomy and Astrophysics*, 650, A104
- The Hitomi Collaboration. 2016, *Nature*, 535, 117
- The Planck Collaboration. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 594, A27
- Vazza, F., Angelinelli, M., Jones, T. W., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 481, L120
- Velden, E. v. d. 2020, *Journal of Open Source Software*, 5, 2004
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 691, publisher: IOP Publishing
- Voit, G. M., Meece, G., Li, Y., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 845, 80, publisher: American Astronomical Society
- Weisstein, E. W. 1995, *Fourier Transform*, publisher: Wolfram Research, Inc.
- XRISM Science Team. 2020, arXiv:2003.04962 [astro-ph], arXiv: 2003.04962
- Zhang, X., Simionescu, A., Gastaldello, F., et al. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 672, A42, publisher: EDP Sciences
- Zhang, Y.-Y., Okabe, N., Finoguenov, A., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 711, 1033, aDS Bibcode: 2010ApJ...711.1033Z
- Zhuravleva, I., Allen, S. W., Mantz, A., & Werner, N. 2018, *The Astrophysical Journal*, 865, 53, publisher: IOP Publishing

- Zhuravleva, I., Chen, M. C., Churazov, E., et al. 2023, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 520, 5157
- Zhuravleva, I., Churazov, E., Arévalo, P., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450, 4184
- Zhuravleva, I., Churazov, E., Schekochihin, A. A., et al. 2014a, *Nature*, 515, 85
- Zhuravleva, I., Churazov, E. M., Schekochihin, A. A., et al. 2014b, *The Astrophysical Journal*, 788, L13, publisher: IOP Publishing
- ZuHone, J. A., Markevitch, M., & Zhuravleva, I. 2016, *The Astrophysical Journal*, 817, 110, publisher: The American Astronomical Society
- ZuHone, J. A. & Roediger, E. 2016, *Journal of Plasma Physics*, 82, 535820301, publisher: Cambridge University Press

Appendix A: Fourier transform convention

In this paper, we define the Fourier transform with the classical signal processing convention, namely $(0, -2\pi)$, see Weisstein (1995). This pairs results in the forward transform highlighted in Eq. A.1 and A.2. We use \hat{f} and \tilde{f} to refer respectively to the 2D and 3D Fourier transform of a function f .

$$\mathcal{FT}_{2D}\{f\} \equiv \int d^2\boldsymbol{\rho} f(\boldsymbol{\rho}) e^{-2i\pi\mathbf{k}_\rho \cdot \boldsymbol{\rho}} = \hat{f}(\mathbf{k}_\rho) \quad (\text{A.1})$$

$$\mathcal{FT}_{3D}\{f\} \equiv \int d^3\mathbf{r} f(\mathbf{r}) e^{-2i\pi\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}} = \tilde{f}(\mathbf{k}_r) \quad (\text{A.2})$$

Appendix B: Table with values

The results obtained for the variance of density fluctuations σ_δ , the injection scale ℓ_{inj} , the spectral index α , the 3D Mach number \mathcal{M}_{3D} and the turbulent mass bias b_{urb} are displayed in Tab. B.1 with the core region is included and in Tab. B.2 with the 0.15 R_{500} inner region excluded.

Appendix C: Fluctuation gallery

The gallery of surface brightness fluctuations on the CHEX-MATE subsample used for this analysis is shown in Fig. C.1, sorted with increasing values of the centroid shift w .

Subsample	σ_δ	ℓ_{inj}	α	\mathcal{M}_{3D}	b_{turb}
State (I)	0.16 ± 0.01	1.03 ± 0.21	3.34 ± 0.15	0.27 ± 0.11	0.04 ± 0.03
State (II)	0.18 ± 0.02	1.45 ± 0.23	3.24 ± 0.12	0.31 ± 0.13	0.05 ± 0.04
State (III)	0.24 ± 0.02	0.87 ± 0.24	3.71 ± 0.29	0.42 ± 0.17	0.09 ± 0.07
Mass (I)	0.53 ± 0.06	1.62 ± 0.27	2.64 ± 0.09	0.91 ± 0.39	0.32 ± 0.16
Mass (II)	0.14 ± 0.02	0.60 ± 0.20	3.30 ± 0.25	0.24 ± 0.10	0.03 ± 0.03
Mass (III)	0.17 ± 0.01	0.73 ± 0.16	3.85 ± 0.18	0.29 ± 0.12	0.05 ± 0.04
Redshift (I)	0.18 ± 0.02	0.94 ± 0.25	3.94 ± 0.23	0.32 ± 0.13	0.05 ± 0.04
Redshift (II)	0.19 ± 0.02	1.30 ± 0.31	3.56 ± 0.27	0.33 ± 0.14	0.06 ± 0.05
Redshift (III)	0.20 ± 0.03	1.12 ± 0.27	3.57 ± 0.29	0.35 ± 0.15	0.06 ± 0.05
Radio Halo	0.24 ± 0.04	1.48 ± 0.53	3.47 ± 0.47	0.40 ± 0.18	0.08 ± 0.07
No Radio Halo	0.20 ± 0.02	0.84 ± 0.24	3.25 ± 0.19	0.34 ± 0.14	0.06 ± 0.05
Joint	0.19 ± 0.01	1.04 ± 0.14	3.58 ± 0.11	0.34 ± 0.14	0.06 ± 0.04

Table B.1. Joint marginalized constraints on the parameters for each of the subsamples defined in Tab. 1, uncertainties correspond to the 68% confidence ranges.

Subsample	σ_δ	ℓ_{inj}	α	\mathcal{M}_{3D}	b_{turb}
State (I)	0.16 ± 0.02	1.83 ± 0.14	3.46 ± 0.16	0.28 ± 0.12	0.04 ± 0.04
State (II)	0.22 ± 0.02	1.60 ± 0.21	3.41 ± 0.18	0.37 ± 0.16	0.07 ± 0.06
State (III)	0.33 ± 0.03	1.84 ± 0.12	3.19 ± 0.10	0.57 ± 0.23	0.15 ± 0.10
Mass (I)	0.45 ± 0.06	1.42 ± 0.24	2.88 ± 0.13	0.77 ± 0.34	0.25 ± 0.14
Mass (II)	0.15 ± 0.03	1.75 ± 0.19	3.16 ± 0.23	0.25 ± 0.12	0.03 ± 0.04
Mass (III)	0.28 ± 0.03	1.61 ± 0.21	3.07 ± 0.11	0.49 ± 0.20	0.12 ± 0.08
Redshift (I)	0.22 ± 0.02	1.71 ± 0.26	4.00 ± 0.31	0.37 ± 0.16	0.07 ± 0.05
Redshift (II)	0.19 ± 0.02	1.50 ± 0.24	4.05 ± 0.25	0.34 ± 0.14	0.06 ± 0.05
Redshift (III)	0.22 ± 0.03	1.47 ± 0.30	3.70 ± 0.35	0.39 ± 0.17	0.08 ± 0.06
Radio Halo	0.20 ± 0.03	1.55 ± 0.28	3.64 ± 0.31	0.35 ± 0.15	0.06 ± 0.05
No Radio Halo	0.21 ± 0.02	1.72 ± 0.20	3.41 ± 0.19	0.37 ± 0.16	0.07 ± 0.05
Joint	0.24 ± 0.01	1.93 ± 0.07	3.29 ± 0.08	0.41 ± 0.17	0.09 ± 0.06

Table B.2. Joint marginalized constraints on the parameters for each of the subsamples defined in Tab. 1, after exclusion of the central 0.15 R500 region. Uncertainties correspond to the 68% confidence ranges.

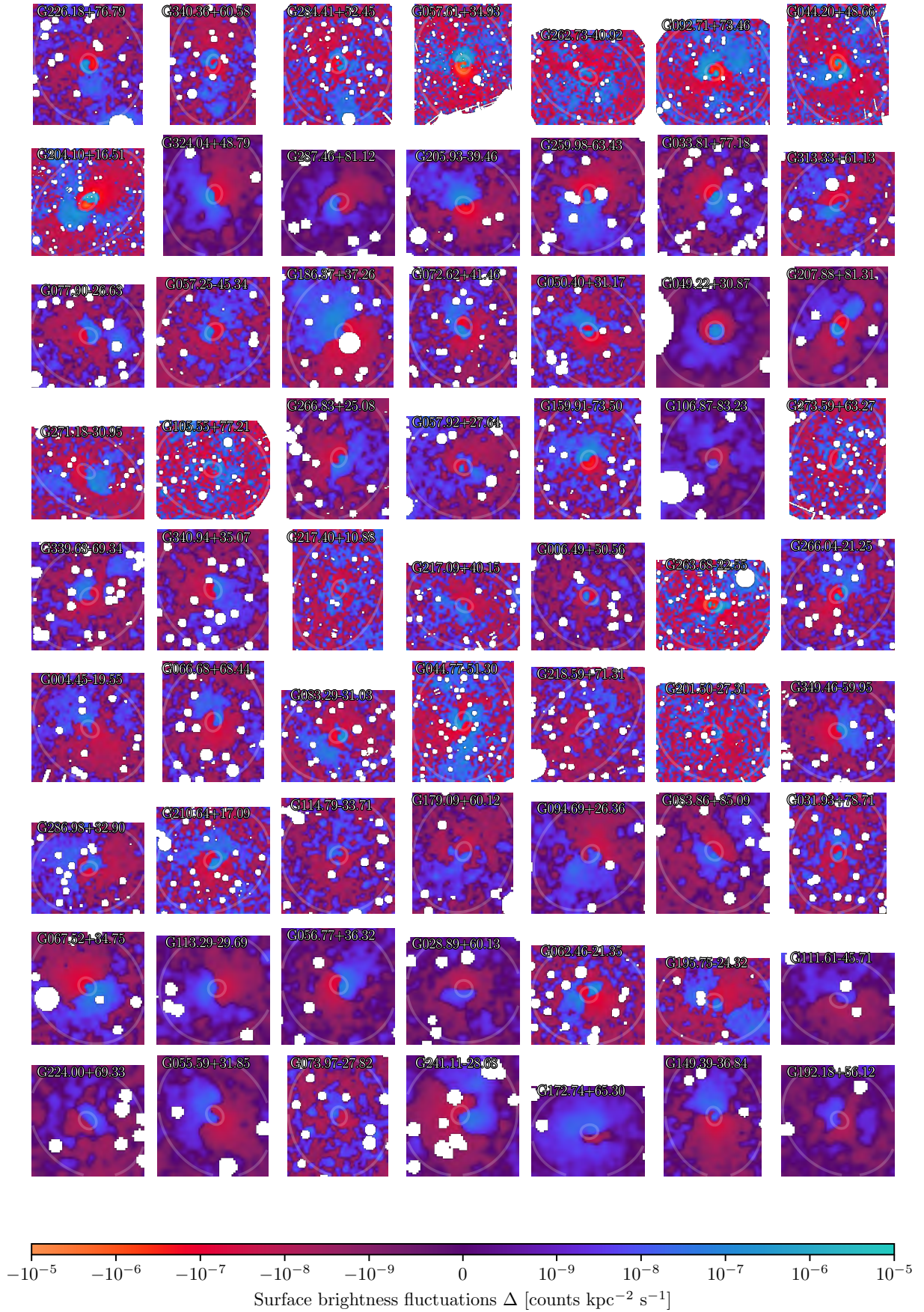


Fig. C.1. Surface brightness fluctuation gallery with masked point sources, as defined in Eq. 2 for the 63 clusters used in the analysis (see Fig. 4a), in ascending order of w . The two rings denote 0.15 and $1R_{500}$.

Références

- [1] Elcio Abdalla et al. In: Journal of High Energy Astrophysics 34 (June 2022), pp. 49–211. DOI: 10.1016/j.jheap.2022.04.002.
- [2] S. Abdollahi et al. In: The Astrophysical Journal Supplement Series 247 (Mar. 2020), p. 33. DOI: 10.3847/1538-4365/ab6bcb.
- [3] M. Ackermann et al. In: The Astrophysical Journal 819 (Mar. 2016), p. 149. DOI: 10.3847/0004-637X/819/2/149.
- [4] R. Adam et al. In: Astronomy & Astrophysics 569 (Sept. 2014), A66. DOI: 10.1051/0004-6361/201322902.
- [5] R. Adam et al. In: Astronomy & Astrophysics 598 (Feb. 2017), A115. DOI: 10.1051/0004-6361/201629182.
- [6] R. Adam et al. en. In: Astronomy and Astrophysics - A&A 576 (2015), A12. DOI: 10.1051/0004-6361/201425140.
- [7] R. Adam et al. In: Astronomy and Astrophysics 648 (Apr. 2021), A60. DOI: 10.1051/0004-6361/202039660.
- [8] Simone Aiola et al. en. In: Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2020.12 (Dec. 2020), p. 047. DOI: 10.1088/1475-7516/2020/12/047.
- [9] James Alvey et al. Sept. 2023. DOI: 10.48550/arXiv.2309.07954.
- [10] Edward Anders et Nicolas Grevesse. en. In: Geochimica et Cosmochimica Acta 53.1 (Jan. 1989), pp. 197–214. DOI: 10.1016/0016-7037(89)90286-x.
- [11] Lauren Anderson et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 427.4 (Dec. 2012), pp. 3435–3467. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.22066.x.
- [12] M. Angelinelli et al. en. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 495.1 (June 2020), pp. 864–885. DOI: 10.1093/mnras/staa975.
- [13] M. Angelinelli et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 653 (Sept. 2021), A171. DOI: 10.1051/0004-6361/202140471.
- [14] P. Arévalo et al. en. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 426.3 (Nov. 2012), pp. 1793–1807. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21789.x.
- [15] P. Arévalo et al. en. In: The Astrophysical Journal 818.1 (Feb. 2016), p. 14. DOI: 10.3847/0004-637X/818/1/14.
- [16] K. A. Arnaud. In: 101 (Jan. 1996), p. 17.
- [17] M. Arnaud. en. In: Astronomy & Astrophysics 500.1 (June 2009), pp. 103–104. DOI: 10.1051/0004-6361/200912150.
- [18] M. Arnaud, E. Pointecouteau et G. W. Pratt. en. In: Astronomy & Astrophysics 441.3 (Oct. 2005), pp. 893–903. DOI: 10.1051/0004-6361:20052856.
- [19] M. Arnaud et al. In: Astronomy and Astrophysics 517 (July 2010), A92. DOI: 10.1051/0004-6361/200913416.
- [20] Vardan Baghmany et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 516 (Oct. 2022), pp. 562–571. DOI: 10.1093/mnras/stac2266.
- [21] Yannick M. Bahé et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 470.4 (Oct. 2017), pp. 4186–4208. DOI: 10.1093/mnras/stx1403.

- [22] Monika Balucinska-Church et Dan McCammon. In: The Astrophysical Journal 400 (Dec. 1992), p. 699. DOI: 10.1086/172032.
- [23] David J. Barnes et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 465 (Feb. 2017), pp. 213–233. DOI: 10.1093/mnras/stw2722.
- [24] Didier Barret et al. en. In: Astronomische Nachrichten 341.2 (2020), pp. 224–235. DOI: 10.1002/asna.202023782.
- [25] I. Bartalucci et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 674 (June 2023), A179. DOI: 10.1051/0004-6361/202346189.
- [26] C. L. Bennett et al. en. In: The Astrophysical Journal Supplement Series 208.2 (Sept. 2013), p. 20. DOI: 10.1088/0067-0049/208/2/20.
- [27] Jake S Bennett et Debora Sijacki. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 514.1 (July 2022), pp. 313–328. DOI: 10.1093/mnras/stac1216.
- [28] Veronica Biffi et al. In: arXiv:2201.12370 [astro-ph] (Jan. 2022).
- [29] Eli Bingham et al. In: Journal of Machine Learning Research 20.28 (2019), pp. 1–6.
- [30] V I Bogachev, A V Kolesnikov et K V Medvedev. In: Sbornik: Mathematics 196.3 (Apr. 2005), pp. 309–335. DOI: 10.1070/SM2005v196n03ABEH000882.
- [31] Hans Böhringer et Norbert Werner. en. In: The Astronomy and Astrophysics Review 18.1 (Feb. 2010), pp. 127–196. DOI: 10.1007/s00159-009-0023-3.
- [32] R. Bolgiano Jr. en. In: Journal of Geophysical Research (1896-1977) 67.8 (1962), pp. 3015–3023. DOI: 10.1029/JZ067i008p03015.
- [33] A. Bonafede et al. en. In: The Astrophysical Journal 785.1 (Mar. 2014), p. 1. DOI: 10.1088/0004-637X/785/1/1.
- [34] S. Borgani et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 361.1 (July 2005), pp. 233–243. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09158.x.
- [35] S. Borgani et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 348.3 (Mar. 2004), pp. 1078–1096. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2004.07431.x.
- [36] A. Botteon et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 660 (Apr. 2022), A78. DOI: 10.1051/0004-6361/202143020.
- [37] Andrea Botteon et al. In: Science Advances 8.44 (Nov. 2022), eabq7623. DOI: 10.1126/sciadv.abq7623.
- [38] James Bradbury et al. 2018.
- [39] Marcus Brüggen et al. en. In: Space Science Reviews 166.1 (May 2012), pp. 187–213. DOI: 10.1007/s11214-011-9785-9.
- [40] G. Brunetti et P. Blasi. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 363.4 (Nov. 2005), pp. 1173–1187. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09511.x.
- [41] G. Brunetti et A. Lazarian. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 458.3 (May 2016), pp. 2584–2595. DOI: 10.1093/mnras/stw496.
- [42] Gianfranco Brunetti et Thomas W. Jones. In: International Journal of Modern Physics D 23 (Mar. 2014), pp. 1430007–98. DOI: 10.1142/S0218271814300079.
- [43] G. L. Bryan et M. L. Norman. In: The Astrophysical Journal 495.1 (Mar. 1998), pp. 80–99. DOI: 10.1086/305262.
- [44] Bryan Brzycki et John ZuHone. en. In: The Astrophysical Journal 883.2 (Sept. 2019), p. 118. DOI: 10.3847/1538-4357/ab3983.
- [45] J. Buchner et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 564 (Apr. 2014), A125. DOI: 10.1051/0004-6361/201322971.
- [46] Esra Bulbul et al. In: Bulletin of the American Astronomical Society 51 (May 2019), p. 210.
- [47] G. Esra Bulbul et al. en. In: The Astrophysical Journal 747.1 (Feb. 2012), p. 32. DOI: 10.1088/0004-637X/747/1/32.
- [48] E. T. Byram, T. A. Chubb et H. Friedman. In: Science 152.3718 (Apr. 1966), pp. 66–71. DOI: 10.1126/science.152.3718.66.
- [49] M. G. Campitiello et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 665 (Sept. 2022), A117. DOI: 10.1051/0004-6361/202243470.

- [50] Maria Giulia Campitiello, Stefano Ettori et Lorenzo Lovisari. In: [arXiv:2111.02804 \[astro-ph\]](#) (Nov. 2021).
- [51] Valentina Capalbo et al. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 503.4 (June 2021), pp. 6155–6169. DOI: 10.1093/mnras/staa3900.
- [52] Michele Cappellari et Yannick Copin. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 342.2 (June 2003), pp. 345–354. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x.
- [53] J. E. Carlstrom et al. In: [Publications of the Astronomical Society of the Pacific](#) 123 (May 2011), p. 568. DOI: 10.1086/659879.
- [54] A. Cavaliere et R. Fusco-Femiano. en. In: [Astronomy and Astrophysics](#) 500 (May 1976), pp. 95–102.
- [55] Prakriti Pal Choudhury et Christopher S Reynolds. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 514.3 (Aug. 2022), pp. 3765–3788. DOI: 10.1093/mnras/stac1457.
- [56] E. Churazov et al. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 463.1 (Nov. 2016), pp. 1057–1067. DOI: 10.1093/mnras/stw2044.
- [57] E. Churazov et al. en. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 421.2 (Apr. 2012), pp. 1123–1135. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.20372.x.
- [58] Nicolas Clerc et al. en. In: [Astronomy & Astrophysics](#) 629 (Sept. 2019), A143. DOI: 10.1051/0004-6361/201935676.
- [59] Douglas Clowe et al. en. In: [The Astrophysical Journal](#) 648.2 (Aug. 2006), p. L109. DOI: 10.1086/508162.
- [60] James W. Cooley et John W. Tukey. en. In: [Mathematics of Computation](#) 19.90 (1965), pp. 297–301. DOI: 10.1090/S0025-5718-1965-0178586-1.
- [61] J. H. Croston et al. In: [Astronomy and Astrophysics](#) 487 (Aug. 2008), pp. 431–443. DOI: 10.1051/0004-6361:20079154.
- [62] E. Cucchetti et al. en. In: [Astronomy & Astrophysics](#) 629 (Sept. 2019), A144. DOI: 10.1051/0004-6361/201935677.
- [63] D. S. De Young. In: [The Astrophysical Journal](#) 223 (July 1978), pp. 47–55. DOI: 10.1086/156234.
- [64] Martijn de Vries et al. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 518.2 (Jan. 2023), pp. 2954–2970. DOI: 10.1093/mnras/stac3285.
- [65] Mattia Di Mauro et al. In: [Physical Review D](#) 107.8 (Apr. 2023), p. 083030. DOI: 10.1103/PhysRevD.107.083030.
- [66] J. Donnert et al. en. In: [Space Science Reviews](#) 214.8 (Nov. 2018), p. 122. DOI: 10.1007/s11214-018-0556-8.
- [67] Renato A. Dupke et Joel N. Bregman. en. In: [The Astrophysical Journal](#) 562.1 (Nov. 2001), p. 266. DOI: 10.1086/323433.
- [68] Renato A. Dupke et Joel N. Bregman. en. In: [The Astrophysical Journal](#) 639.2 (Mar. 2006), p. 781. DOI: 10.1086/499343.
- [69] Renato A. Dupke et Joel N. Bregman. en. In: [The Astrophysical Journal](#) 547.2 (Feb. 2001), p. 705. DOI: 10.1086/318393.
- [70] Renato A. Dupke et al. en. In: [The Astrophysical Journal](#) 668.2 (Oct. 2007), p. 781. DOI: 10.1086/520708.
- [71] S. Dupourqué et al. en. In: [Astronomy & Astrophysics](#) 673 (May 2023), A91. DOI: 10.1051/0004-6361/202245779.
- [72] H. Ebeling, C. R. Mullis et R. B. Tully. In: 218 (Jan. 2000), p. 79.
- [73] D. Eckert et al. en. In: [Astronomy & Astrophysics](#) 666 (Oct. 2022), A41. DOI: 10.1051/0004-6361/202243205.
- [74] D. Eckert et al. en. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 447.3 (Mar. 2015), pp. 2198–2208. DOI: 10.1093/mnras/stu2590.
- [75] D. Eckert et al. en. In: [Astronomy & Astrophysics](#) 621 (Jan. 2019), A40. DOI: 10.1051/0004-6361/201833324.
- [76] D. Eckert et al. en. In: 843.2 (July 2017), p. L29. DOI: 10.3847/2041-8213/aa7c1a.
- [77] D. Eckert et al. en. In: [Astronomy & Astrophysics](#) 541 (May 2012), A57. DOI: 10.1051/0004-6361/201118281.
- [78] D. Eckert et al. en. In: [Astronomische Nachrichten](#) 338.2-3 (2017), pp. 293–298. DOI: 10.1002/asna.201713345.
- [79] A.C. Edge. In: [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#) 328.3 (Dec. 2001), pp. 762–782. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04802.x.

- [80] Torsten A. Ensslin et al. In: Astronomy and Astrophysics 332 (Apr. 1998), pp. 395–409. DOI: 10.48550/arXiv.astro-ph/9712293.
- [81] S. Ettori et D. Eckert. en. In: Astronomy & Astrophysics 657 (Jan. 2022), p. L1. DOI: 10.1051/0004-6361/202142638.
- [82] S. Ettori et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 621 (Jan. 2019), A39. DOI: 10.1051/0004-6361/201833323.
- [83] A. C. Fabian et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 344.3 (Sept. 2003), pp. L43–L47. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06902.x.
- [84] A. C. Fabian et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters 464.1 (Jan. 2017), pp. L1–L5. DOI: 10.1093/mnrasl/slwl170.
- [85] Elisabetta De Filippis et al. en. In: The Astrophysical Journal 625.1 (May 2005), p. 108. DOI: 10.1086/429401.
- [86] Daniel Foreman-Mackey et al. en. In: Publications of the Astronomical Society of the Pacific 125.925 (Feb. 2013), p. 306. DOI: 10.1086/670067.
- [87] W. Forman et al. en. In: The Astrophysical Journal 665.2 (Aug. 2007), p. 1057. DOI: 10.1086/519480.
- [88] C. S. Frenk et al. In: The Astrophysical Journal 525 (Nov. 1999), pp. 554–582. DOI: 10.1086/307908.
- [89] H. Friedman et E. T. Byram. In: The Astrophysical Journal 147 (Jan. 1967), p. 399. DOI: 10.1086/149022.
- [90] M. Gaspari et E. Churazov. en. In: Astronomy & Astrophysics 559 (Nov. 2013), A78. DOI: 10.1051/0004-6361/201322295.
- [91] M. Gaspari et al. In: The Astrophysical Journal 783 (Mar. 2014), p. L10. DOI: 10.1088/2041-8205/783/1/L10.
- [92] M. Gaspari et al. In: Astronomy and Astrophysics 569 (Sept. 2014), A67. DOI: 10.1051/0004-6361/201424043.
- [93] Efrain Gatuzz et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 511.3 (Apr. 2022), pp. 4511–4527. DOI: 10.1093/mnras/stab2661.
- [94] Efrain Gatuzz et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 524.2 (Sept. 2023), pp. 2945–2953. DOI: 10.1093/mnras/stad2039.
- [95] Efrain Gatuzz et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 522.2 (June 2023), pp. 2325–2338. DOI: 10.1093/mnras/stad1132.
- [96] Efrain Gatuzz et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 513 (June 2022), pp. 1932–1946. DOI: 10.1093/mnras/stac846.
- [97] Mathieu Germain et al. en. In: Proceedings of the 32nd International Conference on Machine Learning. PMLR, June 2015, pp. 881–889.
- [98] V. Ghirardini et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 621 (Jan. 2019), A41. DOI: 10.1051/0004-6361/201833325.
- [99] Giulia Gianfagna et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 502.4 (Apr. 2021), pp. 5115–5133. DOI: 10.1093/mnras/stab308.
- [100] E. H. B. M. Gronenschild et R. Mewe. In: Astronomy and Astrophysics Supplement Series 32 (May 1978), pp. 283–305.
- [101] James E. Gunn et J. Richard Gott III. In: The Astrophysical Journal 176 (Aug. 1972), p. 1. DOI: 10.1086/151605.
- [102] Fulai Guo et S. Peng Oh. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 384.1 (Feb. 2008), pp. 251–266. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.12692.x.
- [103] W. K. Hastings. In: Biometrika 57.1 (Apr. 1970), pp. 97–109. DOI: 10.1093/biomet/57.1.97.
- [104] J. W. den Herder et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 365.1 (Jan. 2001), pp. L7–L17. DOI: 10.1051/0004-6361:20000058.
- [105] HI4PI Collaboration. en. In: Astronomy and Astrophysics 594 (Oct. 2016), A116. DOI: 10.1051/0004-6361/201629178.
- [106] A. M. Hillas. In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics 22.1 (1984), pp. 425–444. DOI: 10.1146/annurev.aa.22.090184.002233.

- [107] Hitomi Collaboration. In: Publications of the Astronomical Society of Japan 70.2 (Mar. 2018), p. 9. DOI: 10.1093/pasj/psx138.
- [108] Hitomi Collaboration. en. In: Nature 535.7610 (July 2016), pp. 117–121. DOI: 10.1038/nature18627.
- [109] Julie Hlavacek-Larrondo, Yuan Li et Eugene Churazov. en. In: Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics. Ed. by Cosimo Bambi et Andrea Santangelo. Singapore: Springer Nature, 2022, pp. 1–66. ISBN: 9789811645440. DOI: 10.1007/978-981-16-4544-0_122-1.
- [110] Matthew D. Hoffman et Andrew Gelman. In: Journal of Machine Learning Research 15.47 (2014), pp. 1593–1623.
- [111] F. Hofmann et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 585 (Jan. 2016), A130. DOI: 10.1051/0004-6361/201526925.
- [112] G. Hurier, J. F. Macías-Pérez et S. Hildebrandt. en. In: Astronomy & Astrophysics 558 (Oct. 2013), A118. DOI: 10.1051/0004-6361/201321891.
- [113] Tomoaki Ishiyama et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 506.3 (Sept. 2021), pp. 4210–4231. DOI: 10.1093/mnras/stab1755.
- [114] F. Jansen et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 365.1 (Jan. 2001), pp. L1–L6. DOI: 10.1051/0004-6361:20000036.
- [115] C. Jones et W. Forman. In: The Astrophysical Journal 276 (Jan. 1984), pp. 38–55. DOI: 10.1086/161591.
- [116] J. S. Kaastra, R. Mewe et H. Nieuwenhuijzen. Jan. 1996.
- [117] J. S. Kaastra et al. en. In: Space Science Reviews 134.1 (Feb. 2008), pp. 155–190. DOI: 10.1007/s11214-008-9310-y.
- [118] Nick Kaiser. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 222.2 (Sept. 1986), pp. 323–345. DOI: 10.1093/mnras/222.2.323.
- [119] Hajime Kawahara et al. en. In: The Astrophysical Journal 659.1 (Apr. 2007), p. 257. DOI: 10.1086/512231.
- [120] Jean M. Kempf, Francois Rincon et Nicolas Clerc. June 2023.
- [121] Rishi Khatri et Massimo Gaspari. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 463.1 (Nov. 2016), pp. 655–669. DOI: 10.1093/mnras/stw2027.
- [122] Tetsu Kitayama et al. In: Publications of the Astronomical Society of Japan 68.5 (Oct. 2016), p. 88. DOI: 10.1093/pasj/psw082.
- [123] Ivan Kobzyev, Simon J. D. Prince et Marcus A. Brubaker. In: IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence 43.11 (Nov. 2021), pp. 3964–3979. DOI: 10.1109/TPAMI.2020.2992934.
- [124] A. Kolmogorov. In: Akademiia Nauk SSSR Doklady 30 (Jan. 1941), pp. 301–305.
- [125] P. M. Korngut et al. en. In: The Astrophysical Journal 734.1 (May 2011), p. 10. DOI: 10.1088/0004-637X/734/1/10.
- [126] Ralph Kraft et al. Nov. 2022. DOI: 10.48550/arXiv.2211.09827.
- [127] Andrey Kravtsov et Stefano Borgani. In: Annual Review of Astronomy and Astrophysics 50.1 (Sept. 2012), pp. 353–409. DOI: 10.1146/annurev-astro-081811-125502.
- [128] Andrey V. Kravtsov, Daisuke Nagai et Alexey A. Vikhlinin. en. In: The Astrophysical Journal 625.2 (June 2005), p. 588. DOI: 10.1086/429796.
- [129] Andrey V. Kravtsov, Alexey Vikhlinin et Daisuke Nagai. In: The Astrophysical Journal 650 (Oct. 2006), pp. 128–136. DOI: 10.1086/506319.
- [130] Matthew W. Kunz, Thomas W. Jones et Irina Zhuravleva. In: 2022, pp. 1–42. DOI: 10.1007/978-981-16-4544-0_125-1.
- [131] Erwin T Lau et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 500.1 (Jan. 2021), pp. 1029–1037. DOI: 10.1093/mnras/staa3313.
- [132] Erwin T. Lau, Andrey V. Kravtsov et Daisuke Nagai. en. In: The Astrophysical Journal 705.2 (Oct. 2009), p. 1129. DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/1129.
- [133] Erwin T. Lau et al. en. In: The Astrophysical Journal 806.1 (June 2015), p. 68. DOI: 10.1088/0004-637X/806/1/68.

- [134] Amandine M. C. Le Brun et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 466 (Apr. 2017), pp. 4442–4469. DOI: 10.1093/mnras/stw3361.
- [135] A. Leccardi et S. Molendi. en. In: Astronomy & Astrophysics 486.2 (Aug. 2008), pp. 359–373. DOI: 10.1051/0004-6361:200809538.
- [136] Kiyam Lin et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 524 (Oct. 2023), pp. 6167–6180. DOI: 10.1093/mnras/stad2262.
- [137] L Lovisari et al. en. In: Submitted to A&A (2024).
- [138] Lorenzo Lovisari et al. en. In: Universe 7.5 (May 2021), p. 139. DOI: 10.3390/universe7050139.
- [139] Lorenzo Lovisari et al. en. In: The Astrophysical Journal 846.1 (Aug. 2017), p. 51. DOI: 10.3847/1538-4357/aa855f.
- [140] N Lyskova et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 525.1 (Oct. 2023), pp. 898–907. DOI: 10.1093/mnras/stad2305.
- [141] A. Mahdavi et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 384 (Mar. 2008), pp. 1567–1574. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.12796.x.
- [142] M. Markevitch et al. en. In: The Astrophysical Journal 606.2 (May 2004), p. 819. DOI: 10.1086/383178.
- [143] Maxim Markevitch et Alexey Vikhlinin. In: Physics Reports 443.1 (May 2007), pp. 1–53. DOI: 10.1016/j.physrep.2007.01.001.
- [144] B. J. Maughan et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 421.2 (Apr. 2012), pp. 1583–1602. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20419.x.
- [145] F. Mayet et al. en. In: EPJ Web of Conferences 228 (2020), p. 00017. DOI: 10.1051/epjconf/202022800017.
- [146] M. McDonald et al. en. In: The Astrophysical Journal 794.1 (Sept. 2014), p. 67. DOI: 10.1088/0004-637X/794/1/67.
- [147] Felipe Menanteau et al. In: The Astrophysical Journal 765 (Mar. 2013), p. 67. DOI: 10.1088/0004-637X/765/1/67.
- [148] F. Mernier et al. In: Space Science Reviews 214 (Dec. 2018), p. 129. DOI: 10.1007/s11214-018-0565-7.
- [149] Francesco Miniati et Andrey Beresnyak. In: Nature 523.7558 (July 2015), pp. 59–62. DOI: 10.1038/nature14552.
- [150] R. J. Mitchell et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 175 (May 1976), 29P–34P. DOI: 10.1093/mnras/175.1.29P.
- [151] Rajsekhar Mohapatra, Christoph Federrath et Prateek Sharma. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 514.3 (Aug. 2022), pp. 3139–3159. DOI: 10.1093/mnras/stac1610.
- [152] Rajsekhar Mohapatra, Christoph Federrath et Prateek Sharma. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 493.4 (Apr. 2020), pp. 5838–5853. DOI: 10.1093/mnras/staa711.
- [153] Rajsekhar Mohapatra, Christoph Federrath et Prateek Sharma. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 500.4 (Feb. 2021), pp. 5072–5087. DOI: 10.1093/mnras/staa3564.
- [154] Rajsekhar Mohapatra et Prateek Sharma. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 484.4 (Apr. 2019), pp. 4881–4896. DOI: 10.1093/mnras/stz328.
- [155] Rajsekhar Mohapatra et al. In: arXiv:2107.07722 [astro-ph, physics:physics] (July 2021).
- [156] Silvano Molendi et Fabio Pizzolato. In: The Astrophysical Journal 560 (Oct. 2001), pp. 194–200. DOI: 10.1086/322387.
- [157] Sandor M. Molnar. In: Frontiers in Astronomy and Space Sciences 2 (2016).
- [158] Masatake Mori et Masaaki Sugihara. en. In: Journal of Computational and Applied Mathematics. Numerical Analysis 2000. Vol. V: Quadrature and Orthogonal Polynomials 127.1 (Jan. 2001), pp. 287–296. DOI: 10.1016/S0377-0427(00)00501-X.
- [159] Tony Mroczkowski et al. en. In: Space Science Reviews 215.1 (Feb. 2019), p. 17. DOI: 10.1007/s11214-019-0581-2.
- [160] Daisuke Nagai et al. en. In: The Astrophysical Journal 777.2 (Oct. 2013), p. 137. DOI: 10.1088/0004-637X/777/2/137.
- [161] P. E. J. Nulsen et al. en. In: The Astrophysical Journal 628.2 (Aug. 2005), p. 629. DOI: 10.1086/430845.

- [162] Christopher P. O’Dea et al. en. In: The Astrophysical Journal 681.2 (July 2008), p. 1035. DOI: 10.1086/588212.
- [163] Naomi Ota et Hiroko Yoshida. In: Publications of the Astronomical Society of Japan 68.SP1 (June 2016), S19. DOI: 10.1093/pasj/psv128.
- [164] Naomi Ota et al. In: Publications of the Astronomical Society of Japan 59.sp1 (Jan. 2007), S351–S359. DOI: 10.1093/pasj/59.sp1.S351.
- [165] George Papamakarios et al. Apr. 2021. DOI: 10.48550/arXiv.1912.02762.
- [166] J. A. Peacock et S. J. Dodds. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 267.4 (Apr. 1994), pp. 1020–1034. DOI: 10.1093/mnras/267.4.1020.
- [167] Lorenzo M Perrone et Henrik Latter. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 513.3 (July 2022), pp. 4605–4624. DOI: 10.1093/mnras/stac974.
- [168] Lorenzo M Perrone et Henrik Latter. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 513.3 (July 2022), pp. 4625–4644. DOI: 10.1093/mnras/stac975.
- [169] J. R. Peterson et A. C. Fabian. In: Physics Reports 427 (Apr. 2006), pp. 1–39. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.12.007.
- [170] J. R. Peterson et al. In: The Astrophysical Journal 590 (June 2003), pp. 207–224. DOI: 10.1086/374830.
- [171] Du Phan, Neeraj Pradhan et Martin Jankowiak. Dec. 2019. DOI: 10.48550/arXiv.1912.11554.
- [172] R. Piffaretti et R. Valdarnini. en. In: Astronomy & Astrophysics 491.1 (Nov. 2008), pp. 71–87. DOI: 10.1051/0004-6361:200809739.
- [173] Ciro Pinto et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 575 (Mar. 2015), A38. DOI: 10.1051/0004-6361/201425278.
- [174] T. Plagge et al. en. In: The Astrophysical Journal 716.2 (May 2010), p. 1118. DOI: 10.1088/0004-637X/716/2/1118.
- [175] E. Pointecouteau, M. Arnaud et G. W. Pratt. en. In: Astronomy & Astrophysics 435.1 (May 2005), pp. 1–7. DOI: 10.1051/0004-6361:20042569.
- [176] G. W. Pratt, M. Arnaud et E. Pointecouteau. en. In: Astronomy & Astrophysics 446.2 (Feb. 2006), pp. 429–438. DOI: 10.1051/0004-6361:20054025.
- [177] G. W. Pratt et al. In: Astronomy and Astrophysics 498 (May 2009), pp. 361–378. DOI: 10.1051/0004-6361/200810994.
- [178] G. W. Pratt et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 511 (Feb. 2010), A85. DOI: 10.1051/0004-6361/200913309.
- [179] G. W. Pratt et al. en. In: Space Science Reviews 215.2 (Feb. 2019), p. 25. DOI: 10.1007/s11214-019-0591-0.
- [180] Adam G. Riess et al. In: The Astrophysical Journal Letters 934.1 (July 2022), p. L7. DOI: 10.3847/2041-8213/ac5c5b.
- [181] Andrew Robertson, Richard Massey et Vincent Eke. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 465 (Feb. 2017), pp. 569–587. DOI: 10.1093/mnras/stw2670.
- [182] Charles E. Romero et al. en. In: The Astrophysical Journal 951.1 (July 2023), p. 41. DOI: 10.3847/1538-4357/acd3f0.
- [183] M. Roncarelli et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 618 (Oct. 2018), A39. DOI: 10.1051/0004-6361/201833371.
- [184] M. Rossetti et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 556 (Aug. 2013), A44. DOI: 10.1051/0004-6361/201321319.
- [185] V. C. Rubin, W. K. Ford Jr. et N. Thonnard. In: The Astrophysical Journal 238 (June 1980), pp. 471–487. DOI: 10.1086/158003.
- [186] F. Ruppin et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 615 (July 2018), A112. DOI: 10.1051/0004-6361/201732558.
- [187] F. Ruppin et al. In: Astronomy & Astrophysics 597 (Jan. 2017), A110. DOI: 10.1051/0004-6361/201629405.
- [188] Mateusz Ruszkowski, H.-Y. Karen Yang et Christopher S. Reynolds. en. In: The Astrophysical Journal 844.1 (July 2017), p. 13. DOI: 10.3847/1538-4357/aa79f8.
- [189] George B. Rybicki et Alan P. Lightman. June 1986.
- [190] J. S. Sanders et A. C. Fabian. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 429.3 (Mar. 2013), pp. 2727–2738. DOI: 10.1093/mnras/sts543.

- [191] J. S. Sanders, A. C. Fabian et R. K. Smith. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 410.3 (Jan. 2011), pp. 1797–1812. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.17561.x.
- [192] J. S. Sanders et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters 402.1 (Feb. 2010), pp. L11–L15. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2009.00789.x.
- [193] Craig L. Sarazin. en. In: Merging Processes in Galaxy Clusters. Ed. by L. Feretti, I. M. Gioia et G. Giovannini. Astrophysics and Space Science Library. Dordrecht: Springer Netherlands, 2002, pp. 1–38. ISBN: 978-0-306-48096-6. DOI: 10.1007/0-306-48096-4_1.
- [194] Anchal Saxena et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (Sept. 2023). DOI: 10.1093/mnras/stad2659.
- [195] J. Sayers et al. In: The Astrophysical Journal 768 (May 2013), p. 177. DOI: 10.1088/0004-637X/768/2/177.
- [196] Jack Sayers et al. en. In: The Astrophysical Journal 832.1 (Nov. 2016), p. 26. DOI: 10.3847/0004-637X/832/1/26.
- [197] Jack Sayers et al. en. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 505.3 (June 2021), pp. 4338–4344. DOI: 10.1093/mnras/stab1542.
- [198] P. Schuecker et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 426.2 (Nov. 2004), pp. 387–397. DOI: 10.1051/0004-6361:20041039.
- [199] Mauro Sereno et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 467 (June 2017), pp. 3801–3826. DOI: 10.1093/mnras/stx326.
- [200] Mauro Sereno et al. en. In: The Astrophysical Journal 645.1 (July 2006), p. 170. DOI: 10.1086/503198.
- [201] P. J. Serlemitsos et al. In: The Astrophysical Journal 211 (Jan. 1977), pp. L63–L66. DOI: 10.1086/182342.
- [202] C.E. Shannon. In: Proceedings of the IRE 37.1 (Jan. 1949), pp. 10–21. DOI: 10.1109/JRPROC.1949.232969.
- [203] Xun Shi et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 455.3 (Jan. 2016), pp. 2936–2944. DOI: 10.1093/mnras/stv2504.
- [204] Jonathan L. Sievers et al. en. In: Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2013.10 (Oct. 2013), p. 060. DOI: 10.1088/1475-7516/2013/10/060.
- [205] A. Simionescu et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 495.3 (Mar. 2009), pp. 721–732. DOI: 10.1051/0004-6361:200811071.
- [206] Aurora Simionescu et al. en. In: Space Science Reviews 215.2 (Feb. 2019), p. 24. DOI: 10.1007/s11214-019-0590-1.
- [207] M. Simonte et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 658 (Feb. 2022), A149. DOI: 10.1051/0004-6361/202141703.
- [208] Randall K. Smith et al. In: The Astrophysical Journal 556.2 (Aug. 2001), pp. L91–L95. DOI: 10.1086/322992.
- [209] V. Smolčić et al. en. In: The Astrophysical Journal Supplement Series 172.1 (Sept. 2007), p. 295. DOI: 10.1086/516583.
- [210] L. Strüder et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 365.1 (Jan. 2001), pp. L18–L26. DOI: 10.1051/0004-6361:20000066.
- [211] Kandaswamy Subramanian, Anvar Shukurov et Nils Erland L. Haugen. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 366.4 (Mar. 2006), pp. 1437–1454. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.09918.x.
- [212] Chika Sugawara, Motokazu Takizawa et Kazuhiro Nakazawa. In: Publications of the Astronomical Society of Japan 61.6 (Dec. 2009), pp. 1293–1303. DOI: 10.1093/pasj/61.6.1293.
- [213] R. A. Sunyaev et Ya. B. Zeldovich. In: Astrophysics and Space Science 7 (Apr. 1970), pp. 3–19. DOI: 10.1007/BF00653471.
- [214] Hidetosi Takahasi et Masatake Mori. In: Publications of the Research Institute for Mathematical Sciences 9.3 (Dec. 1973), pp. 721–741. DOI: 10.2977/prims/1195192451.
- [215] T. Tamura et al. en. In: The Astrophysical Journal 782.1 (Jan. 2014), p. 38. DOI: 10.1088/0004-637X/782/1/38.
- [216] T. Tamura et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 365.1 (Jan. 2001), pp. L87–L92. DOI: 10.1051/0004-6361:20000038.
- [217] Takayuki Tamura et al. In: Publications of the Astronomical Society of Japan 63.sp3 (Nov. 2011), S1009–S1017. DOI: 10.1093/pasj/63.sp3.S1009.

- [218] Alvaro Tejero-Cantero et al. en. In: Journal of Open Source Software 5.52 (Aug. 2020), p. 2505. DOI: 10.21105/joss.02505.
- [219] The CHEX-MATE Collaboration. en. In: Astronomy and Astrophysics 650 (June 2021), A104. DOI: 10.1051/0004-6361/202039632.
- [220] The Planck Collaboration. In: Astronomy and Astrophysics 571 (Nov. 2014), A20. DOI: 10.1051/0004-6361/201321521.
- [221] The Planck Collaboration. en. In: Astronomy & Astrophysics 571 (Nov. 2014), A29. DOI: 10.1051/0004-6361/201321523.
- [222] The Planck Collaboration. en. In: Astronomy & Astrophysics 594 (Oct. 2016), A13. DOI: 10.1051/0004-6361/201525830.
- [223] The Planck Collaboration. en. In: Astronomy & Astrophysics 594 (Oct. 2016), A27. DOI: 10.1051/0004-6361/201525823.
- [224] The Planck Collaboration. In: Astronomy and Astrophysics 594 (Sept. 2016), A24. DOI: 10.1051/0004-6361/201525833.
- [225] The Planck Collaboration. en. In: Astronomy & Astrophysics 641 (Sept. 2020), A4. DOI: 10.1051/0004-6361/201833881.
- [226] The Planck Collaboration. en. In: Astronomy & Astrophysics 641 (Sept. 2020), A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910.
- [227] The Planck Collaboration. In: Astronomy & Astrophysics 536 (Dec. 2011), A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201116464.
- [228] The Planck Collaboration. In: Astronomy and Astrophysics 550 (Feb. 2013), A131. DOI: 10.1051/0004-6361/201220040.
- [229] M. J. L. Turner et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 365.1 (Jan. 2001), pp. L27–L35. DOI: 10.1051/0004-6361:20000087.
- [230] F Vazza et al. en. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters 481.1 (Nov. 2018), pp. L120–L124. DOI: 10.1093/mnrasl/sly172.
- [231] F. Vazza, E. Roediger et M. Brüggen. en. In: Astronomy & Astrophysics 544 (Aug. 2012), A103. DOI: 10.1051/0004-6361/201118688.
- [232] Franco Vazza et al. en. In: Galaxies 4.4 (Dec. 2016), p. 60. DOI: 10.3390/galaxies4040060.
- [233] Aki Vehtari et al. In: Bayesian Analysis 16.2 (June 2021), pp. 667–718. DOI: 10.1214/20-BA1221.
- [234] Tessa Vernstrom et al. In: Science Advances 9.7 (Feb. 2023), eade7233. DOI: 10.1126/sciadv.ade7233.
- [235] A. Vikhlinin et al. en. In: The Astrophysical Journal 640.2 (Apr. 2006), p. 691. DOI: 10.1086/500288.
- [236] G. Mark Voit. In: Reviews of Modern Physics 77.1 (Apr. 2005), pp. 207–258. DOI: 10.1103/RevModPhys.77.207.
- [237] G. Mark Voit, Scott T. Kay et Greg L. Bryan. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 364 (Dec. 2005), pp. 909–916. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09621.x.
- [238] S. A. Walker, J. S. Sanders et A. C. Fabian. en. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 453.4 (Nov. 2015), pp. 3699–3705. DOI: 10.1093/mnras/stv1929.
- [239] Stephen Walker et al. en. In: Space Science Reviews 215.1 (Jan. 2019), p. 7. DOI: 10.1007/s11214-018-0572-8.
- [240] R. J. van Weeren et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 546 (Oct. 2012), A124. DOI: 10.1051/0004-6361/201219000.
- [241] Eric W. Weisstein. en. Text. 1995.
- [242] Denis Wittor. en. In: Universe 9.7 (July 2023), p. 319. DOI: 10.3390/universe9070319.
- [243] Shao-Qiang Xi et al. In: Physical Review D 98 (Sept. 2018), p. 063006. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.063006.
- [244] XRISM Science Team. In: arXiv:2003.04962 [astro-ph] (Mar. 2020).
- [245] Congyao Zhang et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 517.1 (Nov. 2022), pp. 616–631. DOI: 10.1093/mnras/stac2282.
- [246] X. Zhang et al. en. In: Astronomy & Astrophysics 672 (Apr. 2023), A42. DOI: 10.1051/0004-6361/202244761.
- [247] Yu-Ying Zhang et al. In: The Astrophysical Journal 711 (Mar. 2010), pp. 1033–1043. DOI: 10.1088/0004-637X/711/2/1033.
- [248] I. Zhuravleva et al. en. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 422.3 (May 2012), pp. 2712–2724. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.20844.x.

- [249] I. Zhuravleva et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 450.4 (July 2015), pp. 4184–4197. DOI: 10.1093/mnras/stv900.
- [250] I. Zhuravleva et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 458.3 (May 2016), pp. 2902–2915. DOI: 10.1093/mnras/stw520.
- [251] I. Zhuravleva et al. en. In: The Astrophysical Journal 788.1 (May 2014), p. L13. DOI: 10.1088/2041-8205/788/1/L13.
- [252] I. Zhuravleva et al. en. In: Nature 515.7525 (Nov. 2014), pp. 85–87. DOI: 10.1038/nature13830.
- [253] Irina Zhuravleva et al. en. In: The Astrophysical Journal 865.1 (Sept. 2018), p. 53. DOI: 10.3847/1538-4357/aadae3.
- [254] Irina Zhuravleva et al. In: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 520.4 (Apr. 2023), pp. 5157–5172. DOI: 10.1093/mnras/stad470.
- [255] J. A. ZuHone, M. Markevitch et I. Zhuravleva. en. In: The Astrophysical Journal 817.2 (Jan. 2016), p. 110. DOI: 10.3847/0004-637X/817/2/110.
- [256] J. A. ZuHone et al. en. In: The Astrophysical Journal 762.2 (Dec. 2012), p. 78. DOI: 10.1088/0004-637X/762/2/78.
- [257] John ZuHone, Jesús Zavala et Mark Vogelsberger. In: The Astrophysical Journal 882.2 (Sept. 2019), p. 119. DOI: 10.3847/1538-4357/ab321d.
- [258] John A. ZuHone et E. Roediger. en. In: Journal of Plasma Physics 82.3 (June 2016), p. 535820301. DOI: 10.1017/S0022377816000544.
- [259] F. Zwicky. In: Helvetica Physica Acta 6 (Jan. 1933), pp. 110–127.
- [260] F. Zwicky. In: The Astrophysical Journal 86 (Oct. 1937), p. 217. DOI: 10.1086/143864.