

Université de Montréal

L'impact des trous noirs les plus massifs de l'Univers sur  
le coeur des amas de galaxies

par

**Annabelle Richard-Laferrière**

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures et postdoctorales  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Physique

août 2019



# Université de Montréal

Faculté des études supérieures et postdoctorales

Ce mémoire intitulé

## L'impact des trous noirs les plus massifs de l'Univers sur le coeur des amas de galaxies

présenté par

**Annabelle Richard-Laferrrière**

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

*Pierre Bergeron*

---

(président-rapporteur)

*Julie Hlavacek-Larrondo*

---

(directeur de recherche)

*Björn Benneke*

---

(membre du jury)

Mémoire accepté le :

*13 septembre 2019*

---



# Sommaire

---

Les amas de galaxies sont les plus grandes concentrations de matière gravitationnellement liées de l'Univers. Ils sont formés de centaines à des milliers de galaxies, dont la plus grande et la plus massive, la galaxie dominante, se trouve au centre du potentiel gravitationnel de l'amas. Au centre des amas de galaxies dits à coeur froid, la galaxie dominante de l'amas a en son centre un trou noir supermassif actif, appelé noyau actif de galaxie, qui éjecte des jets relativistes produisant des cavités et de grandes perturbations dans le milieu intra-amas. C'est ce qui est appelé le mécanisme de rétroaction du noyau actif de galaxie et qui permet de balancer le refroidissement de l'amas. Dans certains de ces amas de galaxies, il y a aussi de l'émission radio diffuse, appelée radio mini-halo, qui est détectée. Il s'agit de sources d'une taille de  $\sim 100$  à  $500$  kpc centrées sur la galaxie dominante. Ces radio mini-halos se retrouvent dans les amas à coeur froid, mais leur origine est encore inconnue. En effet, pour produire une telle émission, il faut des particules relativistes et des champs magnétiques, mais à une telle distance du centre de l'amas, les particules dans le milieu intra-amas ne devraient plus être relativistes. Présentement, l'hypothèse la plus acceptée dans la littérature pour expliquer leur origine est par la ré-accélération de particules grâce à la turbulence du milieu intra-amas due à des fusions mineures. Par conséquent, dans ce mémoire, notre but est de mieux comprendre l'origine de ces structures radio et d'explorer d'autres mécanismes qui pourraient expliquer leur origine, dont la turbulence générée par la rétroaction du noyau actif de galaxie de la galaxie dominante. Nous avons donc fait un recensement de tous les radio mini-halos publiés à ce jour, en y incluant deux nouveaux radio mini-halos découverts par notre collaboration avec des nouvelles observations radio du Karl G. Jansky Very Large Array. Un de ces deux radio mini-halos se trouve dans l'amas de galaxies proche et massif PKS 0745-191 ( $z = 0,1028$ ) et l'autre dans l'amas de galaxies massif MACS J1447.4+0827 ( $z = 0,3755$ ). Ce recensement a permis d'effectuer une analyse

statistique détaillée entre les propriétés des radio mini-halos et celles de leur amas de galaxies. En plus de confirmer des corrélations déjà connues avec plus d'objets, cette analyse a permis d'explorer pour la première fois la relation entre les radio mini-halos et les processus de rétroaction du noyau actif de galaxie de la galaxie centrale. Pour ce faire, l'émission radio provenant du noyau actif de galaxie de la galaxie centrale a été séparée spectralement en deux composantes : une venant de l'accrétion en cours et une venant des éjections passées, comme par exemple les jets relativistes responsables de la rétroaction. De fortes corrélations, jusqu'alors inconnues, ont été trouvées entre la puissance radio des mini-halos et celle de ces deux composantes du noyau actif de galaxie. La plus forte de ces deux corrélations est celle utilisant la composante reliée aux jets relativistes. De plus, une nouvelle corrélation forte entre la puissance radio des mini-halos et la puissance rayons X des cavités, créées par les jets relativistes, a été découverte. Globalement, cette étude indique que les radio mini-halos sont directement connectés au noyau actif de galaxie central dans les amas de galaxies. Ainsi, dans ce mémoire, l'hypothèse selon laquelle la rétroaction du noyau actif de galaxie pourrait être un des mécanismes dominants dans la création des radio mini-halos est proposée. Ceci serait fait par l'injection d'énergie dans le milieu intra-amas, ce qui permettrait de ré-accélérer une population de particules avec suffisamment d'énergie initiale. La rétroaction dans les amas de galaxies à coeur froid serait non seulement essentielle pour contrer le refroidissement du milieu intra-amas, mais jouerait aussi un rôle fondamental pour ré-energiser la population de particules non-thermiques formant les émissions radio diffuses nommées radio mini-halos.

**Mots-clés : recensement – radio mini-halos – amas de galaxies – rétroaction du noyau actif de galaxie – trous noirs supermassifs – jets – cavités – milieu intra-amas – radio astronomie – astronomie rayons X – cibles : PKS 0745-191, MACS J1447.4+0827**

# Summary

---

Clusters of galaxies are the biggest gravitationally bound objects in the Universe. They contain hundreds to thousands of galaxies, with the biggest and most massive one, the dominant galaxy, located at the centre of the gravitational potential. At the centre of clusters known as cool core clusters, the dominant galaxy hosts a powerful supermassive black hole that is accreting material and generating relativistic jets. These jets create cavities and tremendous perturbations in the intracluster medium. This is called active galactic nucleus feedback, a mechanism by which the cooling of the intracluster medium is counterbalanced by the active galactic nucleus energetic processes. In some of these clusters, observations show that the cluster also hosts a diffuse radio structure known as a radio mini-halo. Radio mini-halos are radio sources centred on the dominant galaxy and have sizes of  $\sim 100 - 500$  kpc. They are found in cool core clusters of galaxies, but their origin remains unknown. Indeed, to produce the radio emission on the scale of radio mini-halos, relativistic particles are needed. However, at such large distances from the cluster centre particles should not be relativistic anymore. Currently, one hypothesis to explain their origin involves the re-acceleration of particles through turbulence in the intracluster medium generated from minor mergers. In this Master's thesis, we aim to better understand the origin of these radio structures and to explore other mechanisms that could explain their origin, including turbulence generated by the active galactic nucleus feedback. We have therefore conducted a survey of all the known radio mini-halos. This survey includes two new radio mini-halos discovered by our collaboration with new radio observations from the Karl G. Jansky Very Large Array, namely the radio mini-halo in the nearby and massive cluster of galaxies PKS 0745-191 ( $z = 0.1028$ ) and the radio mini-halo in the massive cluster of galaxies MACS J1447.4+0827 ( $z = 0.3755$ ). We conducted a detailed statistical analysis between the properties of the radio mini-halos and the properties of the clusters. In addition to confirming known correlations, our study

also explored the relation between radio mini-halos and active galactic nucleus feedback processes. To enable this, the radio emission from the active galactic nucleus located in the central galaxy was spectrally decomposed into a component that traces ongoing accretion and one that traces past outbursts. We discovered previously unknown correlations between the radio mini-halo power and the power of these two components of the active galactic nucleus. We find that the strongest of the two correlations is the one related to the component that traces past outbursts, which is related to the relativistic jets. Furthermore, a new correlation between the radio mini-halo power and the X-ray cavity power, created by the relativistic jets, was discovered. Overall, our study indicates that radio mini-halos are directly connected to the central active galactic nucleus in clusters of galaxies. Therefore, we hypothesize that this feedback may be one of the dominant mechanisms giving rise to radio mini-halos. This could be accomplished by injecting energy into the intracluster medium, which could re-accelerate an old population of particles with enough initial energy. Therefore, active galactic nuclei feedback in cool core clusters of galaxies may not only play a vital role in offsetting cooling in the intracluster medium, but it may also play a fundamental role in re-energizing the population of non-thermal particles that lead to radio mini-halos.

**Keywords :** survey – radio mini-halos – clusters of galaxies – active galactic nuclei feedback – supermassive black holes – jets – cavities – intracluster medium – radio astronomy – X-ray astronomy – targets : PKS 0745-191, MACS J1447.4+0827



# Table des matières

---

<b>Sommaire</b> .....	v
<b>Summary</b> .....	vii
<b>Liste des tableaux</b> .....	xiii
<b>Liste des figures</b> .....	xv
<b>Liste des sigles et des abréviations</b> .....	xvii
<b>Notation - Constantes Astronomiques</b> .....	xxiii
<b>Dédicaces</b> .....	xxv
<b>Remerciements</b> .....	xxvii
<b>Chapitre 1. Mise en contexte théorique</b> .....	1
1.1. Mise en contexte historique .....	1
1.2. Noyaux actifs de galaxies .....	2
1.2.1. Obstacles au modèle d'unification des noyaux actifs de galaxies .....	3
1.2.2. Composition d'un noyau actif de galaxie .....	5
1.2.2.1. Trous noirs supermassifs .....	5
1.2.2.2. Disque d'accrétion .....	7
1.2.2.3. Jets .....	8
1.2.2.4. Région de raies larges .....	11
1.2.2.5. Tore de poussière et de gaz .....	12
1.2.2.6. Région de raies minces .....	13
1.2.2.7. Résumé du spectre des noyaux actifs de galaxies .....	13

1.3.	Amas de galaxies .....	15
1.3.1.	Galaxie dominante de l'amas de galaxies .....	15
1.3.1.1.	Spectre d'émission radio du noyau actif de galaxie dans la galaxie dominante de l'amas .....	17
1.3.2.	Milieu intra-amas .....	18
1.3.2.1.	Courant de refroidissement dans le milieu intra-amas .....	20
1.3.3.	Rétroaction du noyau actif de galaxie de la galaxie dominante dans les amas de galaxies .....	24
1.3.3.1.	Mode cinétique de rétroaction des noyaux actifs de galaxies .....	25
1.4.	Émission radio diffuse dans les amas de galaxies .....	30
1.4.1.	Radio halos : Mini-halos .....	32
1.4.2.	Radio halos : radio halos géants .....	36
1.4.3.	Chocs radio de l'amas ou radio reliques .....	38
1.4.4.	Sources de plasma fossile réanimées .....	39
1.5.	Description de ce mémoire .....	39
1.6.	Déclaration de l'étudiante .....	40
	Bibliographie .....	42
<b>Chapitre 2.</b>	<b>On the relation between mini-halos and AGN feedback in clusters of galaxies .....</b>	<b>53</b>
	Résumé .....	54
	Abstract .....	55
2.1.	Introduction .....	56
2.2.	Observations .....	60
2.2.1.	PKS 0745-191 .....	60
2.2.1.1.	Chandra X-ray Observations .....	60
2.2.1.2.	VLA Observations .....	60

2.2.2.	MACS J1447.4+0827 .....	62
2.2.2.1.	Chandra X-ray Observations .....	62
2.2.2.2.	VLA Observations .....	64
2.3.	Cluster Selection .....	65
2.3.1.	Cluster Sample .....	65
2.3.2.	Cluster and Mini-Halo Properties .....	67
2.3.3.	BCG properties .....	73
2.4.	Analysis .....	74
2.4.1.	Potential selectional biases .....	83
2.5.	Discussion .....	86
2.5.1.	Detection of new mini-halos .....	86
2.5.1.1.	PKS 0745-191 .....	86
2.5.1.2.	MACS J1447.4+0827 .....	88
2.5.2.	Mini-halos and cluster scale properties .....	89
2.5.3.	Mini-halos and BCG properties .....	92
2.5.3.1.	New trends and correlations .....	93
2.5.3.1.1.	Mini-halos and BCG radio power .....	93
2.5.3.1.2.	Mini-halos and X-ray cavities .....	96
2.5.3.1.3.	Mini-halos sizes .....	97
2.5.3.2.	Categorizing mini-halos with other radio structures .....	98
2.5.4.	Important implications for the origin of mini-halos .....	101
2.6.	Summary .....	102
	Acknowledgments .....	103
	Bibliography .....	104
<b>Chapitre 3.</b>	<b>Conclusion</b> .....	<b>111</b>
	Bibliographie .....	114

<b>Annexe A. Congrès où l'étudiante a présenté ses résultats.....</b>	<b>A-i</b>
A.1. WOMEN IN PHYSICS CANADA (WIPC).....	A-i
A.2. RENCONTRE ANNUELLE DE LA SOCIÉTÉ CANADIENNE D'ASTRONOMIE (CASCA).....	A-i
A.3. RENCONTRE SCIENTIFIQUE ANNUELLE DU CENTRE DE RECHERCHE EN ASTROPHYSIQUE DU QUÉBEC (CRAQ) .....	A-ii
A.4. WOMEN IN PHYSICS CANADA (WIPC).....	A-ii
A.5. WOMEN IN PHYSICS CANADA (WIPC).....	A-ii
A.6. RENCONTRE SCIENTIFIQUE ANNUELLE DU CENTRE DE RECHERCHE EN ASTROPHYSIQUE DU QUÉBEC (CRAQ) .....	A-ii
A.7. EXPLORING THE UNIVERSE WITH JWST-II.....	A-iii
A.8. Autres (entrevue et symposium).....	A-iii
<b>Annexe B. Demandes pour du temps d'observation.....</b>	<b>B-i</b>

# Liste des tableaux

---

2.1	Cluster and BCG properties for the 29 galaxy clusters with mini-halos.....	69
2.2	Observation IDs and parameters used to find the cooling profile of the six galaxy clusters not in Bravi et al. (2016) or Fabian & Sanders (2007), excluding A1068.	72
2.3	Best-fit correlation parameters. ....	78
B.1	Demandes pour du temps d'observation sur des télescopes.....	B-ii



# Liste des figures

---

1.1	Un des premiers modèles d'unification des AGNs. ....	4
1.2	La première image d'un trou noir, soit le trou noir au centre de la galaxie elliptique M87 dans l'amas de galaxies de la Vierge. ....	6
1.3	Schématisation du disque d'accrétion d'un trou noir non rotatif et d'un trou noir rotatif de même masse. ....	8
1.4	Schéma de l'émission synchrotron et du rayonnement continu de freinage. ....	9
1.5	Image à plusieurs longueurs d'ondes de la galaxie radio Hercules A, aussi appelée 3C 348. ....	10
1.6	La représentation schématique de la SED typique de l'émission du continu d'un AGN. ....	14
1.7	Exemples de SEDs de BCGs dans le domaine radio pour les amas de galaxies RXJ0439.0+0529 et Z8276. ....	18
1.8	Représentations tridimensionnelles de la distribution de la brillance de surface projetée en rayons X pour l'amas à coeur froid Abell 2029 et pour l'amas à coeur non-froid Abell 2319. ....	22
1.9	Le temps de refroidissement en fonction du rayon pour un échantillon de 16 amas de galaxies. ....	23
1.10	Représentation schématique de la puissance émise par un trou noir normalisée par la luminosité d'Eddington en fonction du taux d'accrétion normalisé par le taux d'accrétion d'Eddington. ....	25
1.11	Images à plusieurs longueurs d'onde du centre des amas de galaxies Cygnus A et Persée. ....	27

1.12	La puissance des cavités en fonction de la luminosité rayons X des amas de galaxies à l'intérieur d'un rayon équivalent à un temps de refroidissement d'environ 7 milliards d'années. ....	29
1.13	Image à plusieurs longueurs d'onde de l'amas de galaxies Persée. ....	33
1.14	Observations en rayons X, filtrées pour faire ressortir les contrastes, du télescope spatial <i>Chandra</i> du coeur des amas de galaxies Persée et RX J1720.1+2638. ....	35
1.15	Images à plusieurs longueurs d'onde des amas de galaxies Abell 1758, RX J0603.3+4214 ( <i>Toothbrush Cluster</i> ) et Abell 1033 contenant tous de l'émission radio diffuse. ....	37
2.1	Merged <i>Chandra</i> X-ray image and VLA image of PKS 0745-191. ....	61
2.2	Merged <i>Chandra</i> X-ray image and VLA images in three configurations of MACS J1447.4+0827. ....	63
2.3	Mini-halo radio power at 1.4 GHz as a function of the cluster mass and as a function of the cluster X-ray luminosity. ....	76
2.4	Mini-halo radio power at 1.4 GHz and average radius of the mini-halo as a function of the BCG steep radio power at 1 GHz. ....	81
2.5	Mini-halo radio power at 1.4 GHz and average radius of the mini-halo as a function of the BCG core radio power at 10 GHz. ....	82
2.6	Mini-halo radio power at 1.4 GHz and BCG steep radio power at 1 GHz as a function of the X-ray cavity power. ....	84
2.7	Average radius of the mini-halo as a function of the X-ray cavity power and mini-halo radio power at 1.4 GHz as a function of the average radius of the mini-halo. ....	85
2.8	Average radius of the mini-halo as a function of the cooling radius of the cluster. ....	99



## Liste des sigles et des abréviations

---

ACFAS	Association francophone pour le savoir
ACIS	<i>Advanced CCD Imaging Spectrometer</i>
AGN	Noyau actif de galaxie, de l'anglais <i>active galactic nuclei</i>
ASCA	<i>Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics</i>
ASTRON	<i>Netherlands Institute for Radio Astronomy</i>
ATCA	<i>Australia Telescope Compact Array</i>
AUI	<i>Associated Universities, Inc.</i>
BCES	Algorithmes de régression <i>Bivariate Correlated Errors and intrinsic Scatter</i>
BCG	Galaxie dominante d'un amas de galaxies, de l'anglais <i>brightest cluster galaxy</i>
BESC M	Programme de bourses d'études supérieures du Canada au niveau de la maîtrise
BLR	Région de raies larges, de l'anglais <i>broad-line region</i>
CASA	<i>Common Astronomy Software Application</i>
CASCA	Société Canadienne d'Astronomie, de l'anglais <i>Canadian Astronomical Society</i>
CCD	Dispositif à transfert de charges, de l'anglais <i>charge-coupled device</i>
CFHT	Télescope Canada-France-Hawaï'i

CGS M	Programme de bourses d'études supérieures du Canada au niveau de la maîtrise, de l'anglais Alexander-Graham-Bell Canada Graduate Scholarships – Master's Program
CIAO	<i>Chandra Interactive Analysis of Observations</i>
CPAPIR	Caméra Panoramique Proche Infra-Rouge
CRAQ	Centre de Recherche en Astrophysique du Québec
CRSNG	Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada
CTA	<i>Cherenkov Telescope Array</i>
CXC	<i>Chandra X-ray Center</i>
DSS	<i>Digitized Sky Survey</i>
EHT	<i>Event Horizon Telescope</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
EXOSAT	<i>X-ray Observatory Satellite</i>
FAPESP	<i>Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo</i>
FESP	Faculté des études supérieures et postdoctorales de l'Université de Montréal
FIRST	<i>Radio Images of the Sky at Twenty-Centimeters</i>
FRQNT	Fonds de recherche du Québec – Nature et technologies
FWMH	Largeur à mi-hauteur, de l'anglais <i>full width at half maximum</i>
GGM	Filtre de gradient de Gauss, de l'anglais <i>Gaussian Gradient Magnitude</i>
GMRT	<i>Giant Metrewave Radio Telescope</i>

GReET	Queues radio tranquillement ré-énergisées, de l'anglais <i>gently re-energized radio tails</i>
HST	Télescope spatial Hubble, de l'anglais <i>Hubble Space Telescope</i>
ICM	Milieu intra-amas, de l'anglais <i>intracluster medium</i>
IMBH	Trou noir de masse intermédiaire, de l'anglais <i>intermediate-mass black hole</i>
INAF	Institut national d'astrophysique, de l'italien <i>Istituto nazionale di astrofisica</i>
IR	Infrarouge
ISCO	Dernière orbite circulaire stable, de l'anglais <i>innermost stable circular orbit</i>
JWST	<i>James Webb Space Telescope</i>
$\Lambda$ CDM	<i>Lambda cold dark matter</i>
LAT	<i>Fermi-Large Area Telescope</i>
LOFAR	<i>Low Frequency Array</i>
LoTSS	<i>LOFAR Two-Metre Sky Survey</i>
MNRAS	<i>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</i>
NA	Not Available
NAOJ	<i>National Astronomical Observatory of Japan</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NCRA	<i>National Centre for Radio Astrophysics</i>
NLR	Région de raies minces, de l'anglais <i>narrow-line region</i>

NRAO	Observatoire national de radioastronomie, de l'anglais <i>National Radio Astronomy Observatory</i>
NSERC	Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG), de l'anglais <i>Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada</i>
NSF	<i>National Science Foundation</i>
NVSS	<i>NRAO VLA Sky Survey</i>
ObsID	Identifiant de l'observation, de l'anglais <i>Observation ID</i>
PESTO	Planètes Extra-Solaires en Transit et Occultations
PI	Investigateur principal, de l'anglais <i>principal investigator</i>
RFI	Interférence des fréquences radio, de l'anglais <i>radio frequency interferences</i>
RIT	<i>Rochester Institute of Technology</i>
RMS	Moyenne quadratique, de l'anglais <i>Root Mean Square</i>
ROSAT	<i>Röntgensatellit</i>
SAPHARI	Symposium Annuel de Physique pour un Avenir en Recherche et en Industrie
SAO	<i>Smithsonian Astrophysical Observatory</i>
SDSS	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>
SED	Distribution spectrale d'énergie, de l'anglais <i>spectral energy distribution</i>
SITELLE	Spectromètre imageur à transformée de Fourier pour l'étude en long et en large de raies d'émission
SKA	<i>Square Kilometre Array</i>

SMBH	Trou noir supermassif, de l'anglais <i>supermassive black hole</i>
STSci	<i>Space Telescope Science Institute</i>
SUMSS	<i>Sydney University Molonglo Sky Survey</i>
TAC	Comité d'allocation du temps, de l'anglais <i>Time Allocation Committee</i>
TIFR	<i>Tata Institute of Fundamental Research</i>
UV	Ultraviolet
VLA	<i>Karl G. Jansky Very Large Array</i>
VLASS	<i>VLA Sky Survey</i>
VLBA	<i>Very Long Baseline Array</i>
WiPC	Femmes en physique Canada, de l'anglais <i>Women in Physics Canada</i>
XMM-Newton	<i>X-ray Multi-Mirror Mission</i>
XSPEC	<i>X-Ray Spectral Fitting Package</i>



## Notation - Constantes Astronomiques

---

$t_H$  Âge de l'Univers,  $t_H = 13,7$  Giga-années

$k_B$  Constante de Boltzman,  $k_B = 1,38 \times 10^{-23}$  J K<sup>-1</sup>

$h$  Constante de Planck,  $h = 6,626 \times 10^{-34}$  J s

$G$  Constante gravitationnelle,  $G = 6,674 \times 10^{-11}$  m<sup>3</sup> kg<sup>-1</sup> s<sup>-2</sup>

$m_H$  Masse de l'atome d'hydrogène,  $m_H = 1,67 \times 10^{-27}$  kg

$M_\odot$  Masse du Soleil,  $1 M_\odot = 1,9891 \times 10^{30}$  kg

pc Parsec venant de parallaxe-seconde,  $1 \text{ pc} = 3,086 \times 10^{16}$  m

$c$  Vitesse de la lumière,  $c = 3,00 \times 10^8$  m s<sup>-1</sup>





## Dédicaces

---

À ma famille qui m'a toujours soutenue et encouragée dans tous mes projets.

“To confine our attention to terrestrial matters  
would be to limit the human spirit.”

– Stephen Hawking



## Remerciements

---

Je tiens à remercier profondément ma superviseure, Julie Hlavacek-Larrondo. Ta passion pour ce que tu fais est inspirante. Tu m’as grandement aidée à évoluer dans le monde académique, à comprendre son fonctionnement. Tu m’as fait confiance et as mis tes espoirs en moi très tôt dans mon cheminement académique en m’offrant des projets fascinants et avec énormément de potentiel et je t’en serai éternellement reconnaissante. Merci de m’avoir offert tellement d’opportunités et de conseils pour grandir aussi bien en tant que personne qu’en tant que scientifique et qui me mèneront loin. Merci pour ta franchise, tes réponses à mes nombreuses questions et inquiétudes, ta compréhension et ton soutien durant les moments plus difficiles de cette maîtrise et de la recherche d’un doctorat. Je suis extrêmement heureuse, honorée et privilégiée de t’avoir comme mentore.

Merci aux membres du groupe de recherche X-TRA que j’ai eu l’honneur de côtoyer pour votre soutien et votre aide : Marie-Lou Gendron-Marsolais, Myriam Latulippe, Mar Mezcua, Dominik Dumont, Ariane Trudeau, Olivier Vincent, Patrick Tremblay, Myriam Prasow-Émond, Hassan Abdulreda et Carter Rhea. Un merci tout particulier à Marie-Lou Gendron-Marsolais pour son aide précieuse dans ma découverte de la radio astronomie, de l’astronomie rayons X, de l’univers de la collaboration et des joies de la recherche. Merci énormément pour ton support moral que tu sois au Canada ou au Chili, et je souhaite de tout coeur que nous continuerons à collaborer sur de nombreux projets dans les années à venir.

Un merci spécial à Jonelle Walsh de m’avoir accueillie en novembre 2017 et d’août à décembre 2018 à Texas A&M University. Ton aide, ton expérience et ta bonne humeur ont été précieuses dans mon épopée avec les données de Hubble. Tu ne comptais pas ton temps pour m’aider et je me suis vraiment sentie accueillie dans ton groupe. Merci à Taylor, Sarah,

Jonathan, Alex, Yaswant, Peter, Tarini et tous les autres du département d'astrophysique pour votre accueil et votre participation dans cette expérience enrichissante.

Merci beaucoup au groupe d'astrophysique de l'Université de Montréal pour avoir mis de la vie dans ma maîtrise. Merci à Anne, Antoine, Marcel et François-René pour ces moments mémorables aux rencontres du CRAQ et ailleurs. Merci à Frédérique pour tes conseils, ton support et ta bonne humeur sans faille, tu fais une vraie différence dans le département. Merci aussi à Mirjam pour ta franchise, tes opinions et tes idées qui sont toujours inspirantes.

Un grand merci à Nicole St-Louis qui m'a initiée à la recherche il y a déjà 5 ans, et m'a permis d'y prendre goût. Merci aussi de garder ta porte toujours ouverte pour m'aider dans mes prises de décisions et me conseiller. Ta bonne humeur et ton honnêteté sont toujours rafraîchissantes. Merci à Noel Richardson pour ton aide dans la décortication d'IRAF et pour ton amour des pandas, et merci à Bert Pablo.

Je tiens aussi à remercier Howard Shore, John Williams et Ramin Djawadi pour les musiques de Seigneur des anneaux, Harry Potter et Game of Thrones qui ont agrémenté mes heures de rédaction. Un clin d'oeil spécial à mon chat Ricky qui m'a tenu compagnie toutes ces heures si près de mon clavier.

Merci à mes amis d'être là pour me divertir en m'offrant des pauses de cerveau bien méritées. Mes amis de longue date (Florence, Tristan, Ariane, Alexandra, Sophie-Anne), du secondaire (Rachel, François, Arianne, Lorie, Mariève, Mélanie) et du Cégep (Guilenne, Laurie, Nicolas) : on ne se voit pas souvent, mais je pense à vous et vos encouragements sont précieux. Merci à mon amie de toujours, Marie-Hélène, ton amitié est vraiment importante et j'adore te voir de façon beaucoup trop condensée. Merci de me supporter dans mes passions et d'assister attentivement à mes présentations.

Un merci sans fin à Julien et Rosalie qui ont allégé ma traversée du baccalauréat en physique. Je n'oublierai jamais toutes les heures passées ensemble à essayer de comprendre des problèmes impossibles et infinis. Sans vous, je ne serais pas où je suis maintenant. Merci

à Thierry et merci à Camille pour notre amitié saine. Un merci spécial à Rosalie pour ton soutien sans faille durant la maîtrise en me motivant, me remontant le moral, m'écoulant, me donnant des trucs et m'aidant à m'organiser. Merci d'avoir été ma coloc et ma collègue de bureau à temps partiel. Je suis tellement contente de t'avoir rencontrée grâce à la bourse Marie Curie, tu vas tellement me manquer.

Finalement, un gigantesque merci à ma famille, à maman, papa, Marilou, Félix, Lucas et Mélodie pour votre support indéfectible, votre intérêt pour ma passion et mes projets et vos encouragements incommensurables, et pour me montrer à quel point vous êtes fiers de moi. Je vous aime tellement et je ne serais pas du tout proche d'où je suis maintenant sans vous. Vous comptez tellement pour moi et vous allez me manquer. Merci à Colin et Élias d'être aussi adorables. Merci énormément à Vincent pour ton constant support, tes encouragements, ton amour, ta pression pour que je travaille, ta patience, ta compréhension, ton réconfort. Ta présence a été essentielle pour moi. Et merci d'être un compagnon de voyage parfait, on en a visité des endroits et vécu des aventures ensemble, et j'espère que ça va continuer. Merci aussi infiniment à mes parents de m'avoir transmis leur passion pour la science et les mathématiques, de m'avoir toujours encouragée à prendre ma place et à avoir confiance en moi, de m'avoir supportée durant cette maîtrise, de m'avoir écoutée et d'avoir su me guider à travers les moments les plus difficiles, je vous dois tellement.



# Chapitre 1

---

## Mise en contexte théorique

### 1.1. Mise en contexte historique

Un trou noir est une région avec une gravité si forte que rien ne peut atteindre une vitesse assez grande pour en sortir. À l'intérieur, la matière est compressée en une singularité, un point infiniment petit. Autour de cette singularité, il y a l'événement des horizons (*event horizon*). Il s'agit de la circonférence critique d'un trou noir, le point de non retour. Une fois cette frontière dépassée, rien ne peut sortir du trou noir, pas même la lumière. L'idée des trous noirs a initialement été amenée en 1784 par John Michell, un pasteur anglais, et indépendamment par Pierre-Simon Laplace en 1796, un scientifique et homme politique français. Ils se sont basés sur la théorie corpusculaire de la lumière de Isaac Newton pour amener l'idée que la lumière devrait être influencée par la gravité newtonienne. Ainsi, pour une étoile de la densité du Soleil mais 500 fois plus grande, toute lumière émise de cette étoile retournerait vers elle à cause de sa propre gravité, puisque la lumière a une vitesse maximale (voir Montgomery et al. 2009 pour plus de détails historiques). Malgré que cette hypothèse soit basée sur des concepts erronés, puisque, tel que démontré par Thomas Young en 1799, la lumière n'a pas seulement des propriétés corpusculaires mais aussi celles d'une onde et puisque la lumière a une vitesse constante dans le vide, l'idée du trou noir était lancée. Par contre, cette idée semblait irréaliste, personne ne l'étudia en détail avant plus d'un siècle lorsqu'Albert Einstein publie sa théorie de la relativité générale. Cette théorie permet en 1939 à Julius Robert Oppenheimer et Hartland Snyder, des physiciens américains, de décrire comment une étoile peut complètement s'effondrer gravitationnellement en une singularité qui forme le centre d'un trou noir. Par contre, l'existence des trous noirs reste

controversée jusqu'en 1965 où la première observation d'un trou noir de masse stellaire, Cygnus X-1, a été faite. Cygnus X-1 est en système binaire composé d'un trou noir de masse stellaire et d'une étoile massive, HD226868. Ce qui est observé est la matière de l'étoile se réchauffant lorsqu'elle forme un disque d'accrétion autour du trou noir à cause de l'attraction gravitationnelle de celui-ci. Après un long débat, et en se basant sur la taille et la masse de l'objet compagnon de HD226868, l'existence des trous noirs est finalement acceptée dans les années 1980-1990.

L'étude des trous noirs s'est accélérée à partir de ce moment jusqu'à la confirmation en 2002 de la découverte d'un trou noir supermassif (SMBH – *supermassive black hole*) au centre de la Voie Lactée par le mouvement des étoiles très proches autour de celui-ci. Cette découverte avait été amenée en 1974 par l'observation d'une source brillante en radio dans une petite région au centre de la Voie Lactée (Balick & Brown, 1974; Schödel et al., 2002). Depuis ce temps, il a été découvert qu'il y a un SMBH au centre de presque toutes les galaxies massives. Dans ce mémoire nous allons nous concentrer sur l'impact des SMBHs sur leur environnement et, plus particulièrement, sur l'impact des SMBHs dit actifs dans les amas de galaxies. Par contre, certains éléments théoriques doivent tout d'abord être traités. Ainsi, dans le présent chapitre, les concepts et phénomènes liés aux trous noirs et aux amas de galaxies seront décrits. Tout d'abord, les SMBHs actifs, nommés noyaux actifs de galaxies (AGN – *active galactic nuclei*), seront décrits à la section 1.2 en discutant de leur composition (section 1.2.2). Ensuite, les amas de galaxies seront décrits à la section 1.3 en s'intéressant particulièrement à la galaxie centrale des amas de galaxies (section 1.3.1), au milieu intra-amas (section 1.3.2) et à son processus de refroidissement (section 1.3.2.1). Le processus de rétroaction des AGNs qui compense ce refroidissement sera discuté à la section 1.3.3, suivi d'une description de l'émission radio diffuse dans les amas de galaxies à la section 1.4. Finalement, une description de ce mémoire sera présentée à la section 1.5 et la déclaration de l'étudiante sera détaillée à la section 1.6.

## 1.2. Noyaux actifs de galaxies

Les constituants clés de l'Univers sont des agglomérations d'étoiles, de gaz et de matière sombre appelées galaxies. Pour une galaxie dite non-active, la majorité de la lumière provient des étoiles et du gaz formant la galaxie (e.g. Mo et al., 2010). En revanche, dans une galaxie

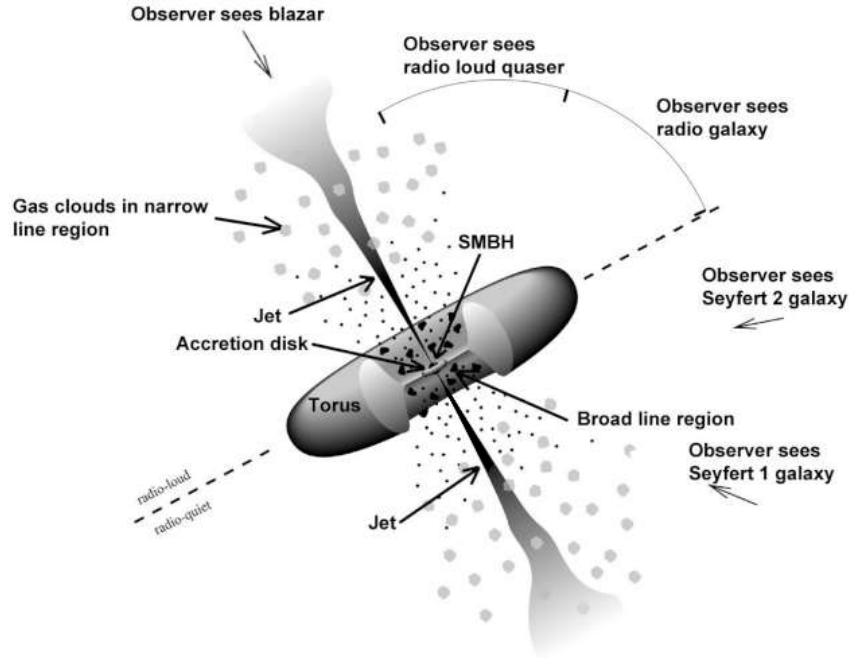


dite active, une fraction significative de la lumière vient d’une minuscule région de moins de  $\sim 1$  pc appelée AGN. Basé sur des évidences observationnelles, la puissance émise par ces AGNs proviendrait d’un disque d’accrétion entourant un trou noir d’une masse de plus de  $10^6 M_{\odot}$  qui se trouve au centre de la galaxie, une idée amenée par Salpeter (1964), Zel’dovich & Novikov (1964) et Lynden-Bell (1969). Dans certaines galaxies, l’AGN, bien que minuscule, peut être jusqu’à mille fois plus lumineux que le restant de la galaxie hôte (e.g. Schneider, 2006).

La figure 1.1 montre un modèle d’unification des AGNs qui décrit simultanément les différentes classes de galaxies actives, qui englobent  $\sim 3\%$  des galaxies de l’Univers local (e.g. Rosswog & Brügggen, 2011), et qui est basé simplement sur la direction à partir de laquelle l’AGN est observé et sur son taux d’accrétion (Antonucci, 1993; Urry & Padovani, 1995). Ainsi, selon ce modèle, les différentes classes de galaxies actives (les Seyfert type 1 et 2, les galaxies radio, les quasars et les blazars) ne dépendraient que du taux d’accrétion de l’AGN et de l’orientation de l’AGN par rapport à l’observateur. Les différentes composantes de ce modèle sont décrites dans la sous-section 1.2.2 qui suit.

### 1.2.1. Obstacles au modèle d’unification des noyaux actifs de galaxies

Par contre, un obstacle à cette unification est apparu quand des AGNs changeant entre le type I et II (*changing-look AGNs*) ont été observés, par exemple passant d’une galaxie montrant des raies larges et minces (AGN de type I) à une galaxie montrant uniquement des raies minces (AGN de type II). Plus d’une trentaine d’AGNs dits changeants ont été observés à ce jour (Tohline & Osterbrock, 1976; Stern et al., 2018; Yang et al., 2018). Quelques AGNs changeants ont de plus été observés en transition deux fois (e.g. Osterbrock, 1977; Antonucci & Cohen, 1983; Shapovalova et al., 2010; Denney et al., 2014) et MrK 1018 a même été observé en changement de type trois fois (Cohen et al., 1986; McElroy et al., 2016; Raimundo et al., 2019). Pour que la différence de type soit uniquement due à l’orientation, il faudrait que l’AGN en entier, incluant le disque d’accrétion, ait bougé, ce qui demanderait une quantité énorme d’énergie venant par exemple d’une collision avec un objet de même énergie que l’AGN, ce qui est très improbable. Les deux principales hypothèses qui expliqueraient ces changements sont que les AGNs changent de type quand leur taux d’accrétion augmente ou diminue (e.g. Penston & Perez, 1984; Elitzur et al., 2014), ce qui peut arriver durant des



**Figure 1.1.** Un des premiers modèles d'unification des AGNs. Dans ce modèle, un trou noir supermassif est entouré d'un disque d'accrétion et des jets radio sont propulsés perpendiculairement à ce disque. Au-delà du disque se trouve la région à raies larges (BLR) encerclée d'un tore de poussière et de gaz qui absorbe l'émission des régions centrales. À l'extérieur du tore se trouve la région à raies minces (NLR) qui peut s'étendre dans certains cas à plusieurs centaines de pc. L'AGN est situé au centre de la galaxie hôte et peut être plus brillant que la galaxie elle-même. Les jets quant à eux, s'ils sont présents, peuvent être plus grands que la galaxie hôte. Lorsque l'AGN est dit radio-silencieux, les jets peuvent être absents ou très peu brillants contrairement aux AGNs dits radio-bruyants. Selon le modèle d'unification, les différents types d'AGNs observés dans les galaxies actives (Seyfert 1 et 2, quasar, blazar et galaxies radio) ne sont dûs qu'à leur orientation par rapport à l'observateur et qu'à leur taux d'accrétion. Crédit : Urry & Padovani (1995).

courts intervalles de temps ( $\sim 100$  ans; Schawinski et al. 2015), ou qu'il y a une obscurtion variable de la région centrale due par exemple à un tore irrégulier (e.g. Nenkova et al., 2008a,b; Elitzur, 2012). La lumière intrinsèque ne changerait pas dans ce cas, mais ce serait simplement l'absorption dans notre champ de vision qui serait modifiée.

## 1.2.2. Composition d'un noyau actif de galaxie

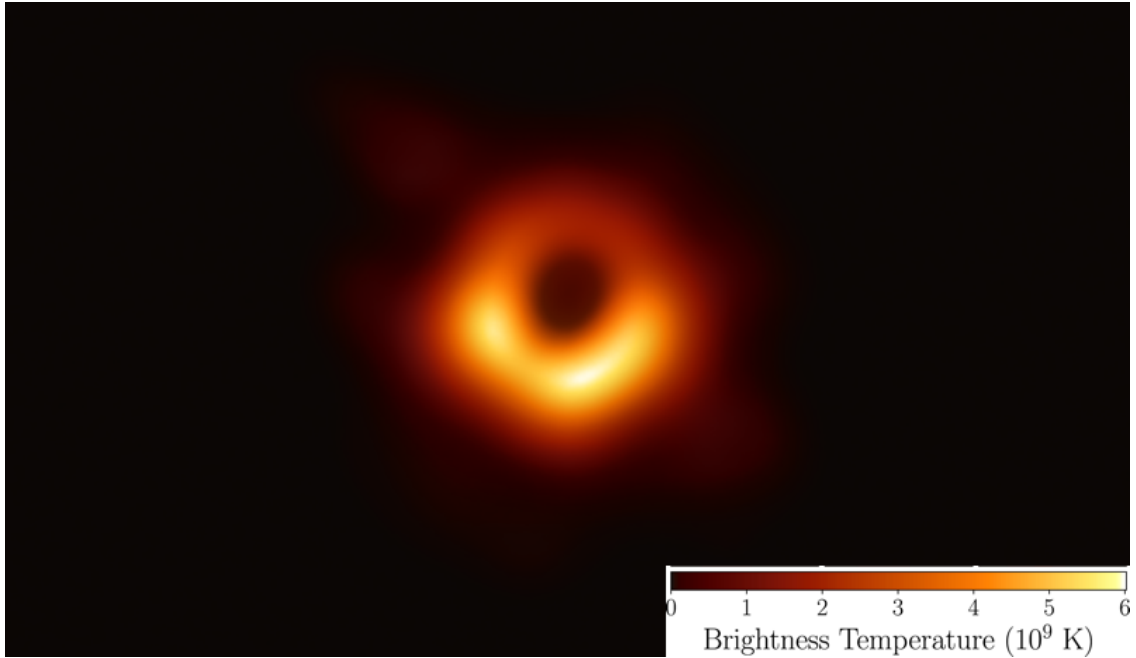
### 1.2.2.1. Trous noirs supermassifs

Au centre de l'AGN se trouve un trou noir ayant une masse d'au moins  $10^6 M_{\odot}$ , dit supermassif (voir figure 1.1). Les trous noirs, bien que produisant un effet très complexe sur leur environnement, sont très simples. Ils sont simplement décrits par trois paramètres : leur masse ( $M_{\text{BH}}$ ), leur moment angulaire (spin) et leur charge; c'est ce qui est appelé le théorème du *no-hair* (e.g. Ruffini & Wheeler, 1971; Misner et al., 1973). Dans un contexte astrophysique, les trous noirs ne sont définis que par leur masse et leur spin. En effet, la charge est rapidement neutralisée lors de la formation, puisqu'un trou noir chargé attirerait la matière qui a une charge opposée et puisque l'Univers est globalement neutre. En 1915, Karl Schwarzschild a calculé la courbure de l'espace-temps d'un trou noir sphérique sans spin qui prédit le rayon critique d'un trou noir,  $R_s$ , aussi connu comme le rayon de Schwarzschild (Schwarzschild, 1916).

$$R_s = \frac{2GM_{\text{BH}}}{c^2}, \quad (1.1)$$

où  $G$  est la constante gravitationnelle,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $M_{\text{BH}}$  est la masse du trou noir (e.g. Hartle, 2003). Pour un trou noir sans spin, ce rayon correspond aussi à l'horizon des événements. Par contre, si le trou noir a un spin, soit un trou noir de Kerr (Kerr, 1963), l'horizon des événements ne correspond plus au rayon de Schwarzschild. Il diminue jusqu'à être la moitié du rayon de Schwarzschild quand le spin est maximal, soit de 1.

Comme mentionné plus tôt, il a fallu de nombreuses années et débats scientifiques avant que la communauté n'accepte l'existence des trous noirs. Par contre, en avril 2019, la collaboration du Event Horizon Telescope (EHT) a publié la première image d'un trou noir, soit le SMBH au centre de la galaxie M87 dans l'amas de galaxies de la Vierge. Cette image (voir figure 1.2) représente l'ombre que fait ce SMBH, c'est-à-dire l'horizon des événements entouré par l'émission venant du disque d'accrétion et des jets autour du SMBH due à la courbure de la lumière dans le champ gravitationnel du trou noir et à la capture des photons par l'horizon des événements (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019). Cette première image d'un trou noir a non seulement amené une preuve directe de l'existence des



**Figure 1.2.** La première image d’un trou noir, soit le trou noir au centre de la galaxie elliptique M87 dans l’amas de galaxies de la Vierge. L’image montre un anneau brillant autour d’une ombre circulaire qui est formée puisque la lumière qui est accrétée par le trou noir (l’ombre circulaire) courbe dans l’immense gravité du trou noir. L’image fait  $0,000287'' \approx 0,0255$  pc de largeur et la différence de flux entre la partie centrale et l’anneau brillant est d’un ratio de  $\gtrsim 10 : 1$ . Crédit : EHT Collaboration, (Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019).

trous noirs, mais a aussi prouvé que la physique autour des trous noirs est bien décrite par la relativité générale.

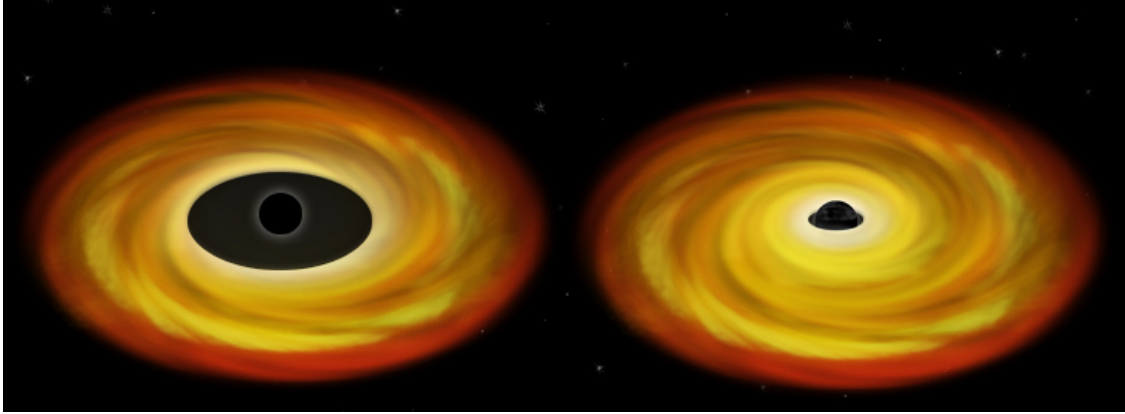
La masse d’un trou noir peut varier énormément. Les plus petits ayant été détectés à ce jour sont les trous noirs de masse stellaire ( $3 - 100 M_{\odot}$ ) qui naissent lorsque la matière d’une étoile massive est comprimée. Ensuite, il y a les trous noirs de masse intermédiaire ( $100 - 10^6 M_{\odot}$ , IMBHs – *intermediate-mass black holes*), mais seulement quelques-uns ont été détectés à ce jour et ils se trouvent au centre d’amas globulaire ou de galaxies naines (e.g. Haggard et al., 2013; Mezcua, 2017). Finalement, il y a des SMBHs ( $> 10^6 M_{\odot}$ ) qui seront étudiés plus en profondeur dans ce mémoire. Ces trous noirs composent environ 0,1% de la masse du bulbe de leur galaxie (Häring & Rix, 2004; Sani et al., 2011). Le SMBH le plus proche se trouverait au centre de la Voie Lactée (appelé Sagittarius A\*), avec une masse

de  $(4,02 \pm 0,16) \times 10^6 M_{\odot}$ . Cette masse a été trouvée à l'aide du mouvement des étoiles en orbite autour du SMBH (e.g. Boehle et al., 2016). De plus, il existe une relation qui relie la masse, la luminosité rayons X et la luminosité radio des trous noirs de toutes masses avec des jets; c'est ce qu'on appelle le plan fondamental de l'activité des trous noirs. De plus, plusieurs observations de SMBHs au centre de galaxies suggèrent que leur masse corrèle grandement avec plusieurs propriétés à grande échelle des galaxies, particulièrement avec la dispersion de vitesse des étoiles de leur galaxie hôte à l'intérieur du rayon effectif englobant la moitié de la lumière totale émise par le bulbe galactique et avec la luminosité des étoiles dans le bulbe de la galaxie dans la bande K (Kormendy & Ho, 2013). Ceci implique une formation et une évolution commune (Silk & Rees, 1998; Di Matteo et al., 2005), ce qui est inattendu considérant le ratio des tailles entre les SMBHs et leur galaxie hôte de neuf ordres de grandeur, ainsi qu'en considérant la contribution négligeable du SMBH au potentiel gravitationnel de la galaxie. Toutefois, la nature de cette connexion n'est pas connue (e.g. Alexander & Hickox, 2012) et ces relations ne semblent pas tenir pour les SMBHs de plus de  $10^{10} M_{\odot}$  (Lauer et al., 2007; Bernardi et al., 2007; van den Bosch et al., 2015; Shankar et al., 2016).

#### 1.2.2.2. *Disque d'accrétion*

Dans un AGN, le SMBH attire la matière de par sa gravité et, puisque la matière a un moment angulaire initial, elle se met à tourner autour du SMBH pour former un disque qu'on appelle un disque d'accrétion (voir figure 1.1). À cause de la viscosité et de la turbulence dans le disque d'accrétion, la matière perd peu à peu son moment angulaire et est attirée vers le SMBH. Cette perte de moment angulaire, et donc d'énergie gravitationnelle, est transformée en énergie thermique qui réchauffe la matière en émettant de la radiation. Le disque d'accrétion devient très chaud ( $\sim 10^5$  K; e.g. Netzer 2013) et émet dans plusieurs longueurs d'onde, dont les rayons X de basse énergie (*soft X-rays*). Par contre, le maximum de l'émission est dans l'ultraviolet (UV), ce qui est responsable du *big blue bump* dans le spectre d'émission de l'AGN (voir figure 1.6 et section 1.2.2.7).

Dans les trous noirs, la position la plus proche du trou noir dans le disque s'appelle la dernière orbite circulaire stable (ISCO – *innermost stable circular orbit*). Elle équivaut à trois fois le rayon de Schwarzschild pour les trous noirs non rotatifs. Pour les trous noirs ayant un



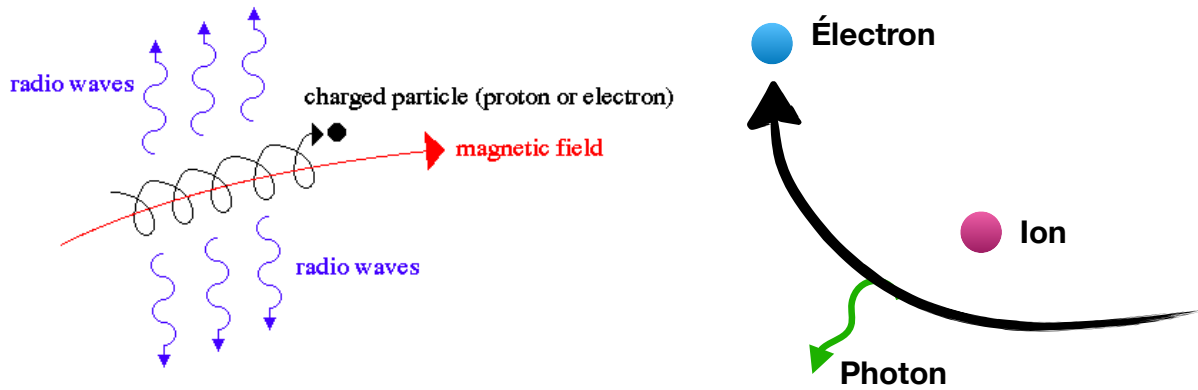
**Figure 1.3.** Schématisation du disque d'accrétion d'un trou noir non rotatif (à gauche) et d'un trou noir rotatif (à droite) de même masse. Plus le trou noir tourne rapidement sur lui-même, plus l'ISCO est près du trou noir. Crédit : NASA/CXC/M.Weiss.

spin maximal, l'ISCO est positionnée à l'horizon des événements, soit à la moitié du rayon de Schwarzschild (voir figure 1.3 pour la différence de l'ISCO selon le spin). Une fois dépassé l'ISCO, la matière plonge radialement dans le trou noir. L'ISCO est approximativement ce qui entoure l'ombre du SMBH dans la figure 1.2.

Le disque d'accrétion s'étend de 100 à 1000 fois le rayon de Schwarzschild ( $\sim 0,01$  pc) et sa forme dépend du taux d'accrétion du SMBH. Si l'accrétion est faible, soit moins que 0,01 fois la limite d'Eddington, le taux maximal qu'un trou noir peut accréter, le disque sera peu dense et deviendra géométriquement épais puisque toute l'énergie ne peut pas être irradiée (e.g. Narayan & McClintock, 2008). Les AGNs dans les galaxies radio dont il sera question plus loin se trouvent dans ce mode. Les quasars quant à eux sont constitués d'une galaxie qui contient en son centre un AGN qui accréte à plus de 0,01 fois la limite d'Eddington, ce qui va former un disque d'accrétion très dense et géométriquement mince.

### 1.2.2.3. *Jets*

Les jets sont formés de plasma énergétique fortement collimaté qui se déplace à une vitesse relativiste. Tel que montré à la figure 1.1, les jets sont éjectés de chaque côté du disque d'accrétion perpendiculairement à celui-ci. Les jets sont principalement visibles dans le domaine des ondes radio ( $\sim 100$  MHz–5 GHz) via l'émission synchrotron. Cette dernière est émise lorsque des particules chargées à des vitesses relativistes spirales dans un fort champ magnétique, tel que schématisé au panneau de gauche de la figure 1.4. Plus le champ

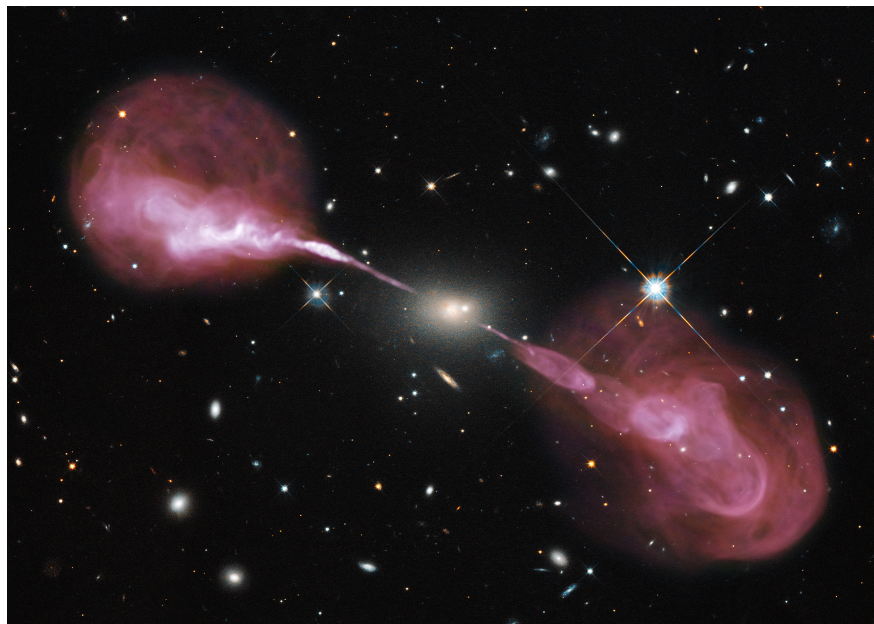


**Figure 1.4. Gauche :** Schéma de l'émission synchrotron. L'émission synchrotron se produit quand des particules chargées allant à des vitesses relativistes sont accélérées radialement autour d'un fort champ magnétique, ce qui produit des ondes radio. Crédit : J. Schombert (UOregon). **Droite :** Schéma du rayonnement continu de freinage par des collisions de Coulomb entre des ions et des électrons. Crédit : A. Richard-Laferrière

magnétique est fort et plus les particules sont énergétiques, plus l'intensité et la fréquence de la radiation émise sont fortes et hautes respectivement.

Avec des observations à hautes résolutions spatiales, c'est-à-dire permettant de distinguer des petits détails, il est possible de résoudre la structure des jets, ce qui permet d'observer des jets d'une largeur de  $\lesssim 1$  pc avec un angle d'ouverture de  $\lesssim 0,1^\circ$  qui peuvent partir de la région centrale de la galaxie jusqu'à quelques kpc, voire même des centaines de kpc. Souvent les jets s'étendent à des distances beaucoup plus grandes que la dimension de leur galaxie hôte. À l'extrémité, les jets deviennent des lobes radio. Ceci peut être vu par exemple dans la galaxie Hercules A, une des sources extragalactiques radio les plus brillantes du ciel (voir figure 1.5), où la source d'émission radio (en rose) représente des jets radio de  $\sim 400$  kpc dans leur entièreté. Ces lobes radio se créent puisque les jets ressentent de la résistance dans l'environnement de la galaxie, ce qui fait en sorte que la matière à la tête du jet ralentit et que des fronts de chocs se forment.

La formation des jets et la collimation de ceux-ci ne sont toujours pas bien comprises bien que plusieurs hypothèses aient été amenées (e.g. Begelman et al., 1984). Puisque l'émission radio des jets est produite par l'émission synchrotron, une de ces hypothèses est que des champs magnétiques interagissent avec la matière en rotation du disque d'accrétion pour former un fort champ magnétique le long de l'axe de rotation du disque. Celui-ci retirerait



**Figure 1.5.** Image à plusieurs longueurs d’ondes de la galaxie radio Hercules A, aussi appelée 3C 348, une des sources extragalactiques radio les plus brillantes du ciel. L’image optique, vue en jaune, vient du Wide Field Camera 3 du télescope Hubble (HST – *Hubble Space Telescope*), tandis que l’image radio, vue en rose, vient du Karl G. Jansky Very Large Array (VLA). L’image radio montre les jets provenant du SMBH au centre de la galaxie Hercules A. Crédit : NASA, ESA, S. Baum et C. O’Dea (RIT), R. Perley et W. Cotton (NRAO/AUI/NSF), et le Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

de l’énergie et du moment angulaire du disque d’accrétion et jouerait un rôle important dans la création et la collimation des jets. En effet, des éjections de matière des régions internes du disque d’accrétion pourraient aussi être envoyées le long de cet axe de rotation (e.g. Blandford & Znajek, 1977; Blandford & Payne, 1982; Camenzind, 1990).

Tel qu’illustré à la figure 1.1, il existe des galaxies actives contenant des AGNs dits radio-bruyants (*radio-loud*) ou dits radio-silencieux (*radio-quiet*) selon l’intensité de leur émission radio. Les galaxies contenant des AGNs radio-bruyants (les quasars, les blasars et les radio galaxies) ont habituellement une intensité dans le domaine du radio de  $L_{1.4 \text{ GHz}} > 10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$  et leur émission radio provient surtout du coeur de la galaxie (à des plus petites échelles que les jets). Les galaxies contenant des AGNs radio-silencieux, quant à elles, sont généralement moins lumineuses dans les longueurs d’ondes radio, soit d’un facteur entre  $10^3$  et  $10^4$  en moyenne, avec un coeur et des jets (si présents) peu lumineux (Carroll



& Ostlie, 2006). Ce sont les galaxies actives contenant des AGNs dits radio-bruyants qui seront principalement étudiées dans ce mémoire.

#### 1.2.2.4. Région de raies larges

Autour de la région centrale, il y a la région de raies larges (BLR – *broad-line region*, voir figure 1.1) constituée de nuages de gaz d'où proviennent de fortes raies d'émission dans l'optique et l'UV qui, comme le nom l'indique, sont élargies (e.g. Netzer, 2015). La largeur des raies spectrales est interprétée comme un élargissement de Doppler dû à la grande vitesse du gaz. La largeur d'une raie ( $\Delta\lambda$ ) à une longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par la largeur à mi-hauteur (FWHM – *full width at half maximum*) et donne la vitesse  $v$  du gaz grâce à l'équation :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}. \quad (1.2)$$

Ici,  $v \ll c$ . La largeur des raies mesurées suggère que la vitesse orbitale du gaz est de l'ordre de  $\sim 10000 \text{ km s}^{-1}$ . Cette grande vitesse indique la présence d'un champ gravitationnel extrêmement fort, en accord avec l'hypothèse qu'au centre de l'AGN se trouve un SMBH. Puisque la vitesse orbitale du gaz ( $v_{\text{gaz}}$ ) dépend de la masse du SMBH et de sa distance par rapport au trou noir ( $r_{\text{gaz}}$ ) via l'équation

$$v_{\text{gaz}} \sim \sqrt{\frac{GM_{\text{BH}}}{r_{\text{gaz}}}}, \quad (1.3)$$

il est possible de déduire que le gaz peut se situer jusqu'à un rayon de  $\sim 1000 R_s$ , basé sur la vitesse du gaz et sur la relation entre la masse d'un trou noir et son rayon de Schwarzschild (voir équation 1.1). De plus, les raies d'émission et l'émission du continu non-thermique du spectre des AGNs présentent une variabilité sur de courtes échelles de temps en raison de leur petite taille. Il a été observé que l'intensité de l'émission de la BLR varie sur des échelles de temps de quelques dizaines de jours (e.g. Rosswog & Brüggen, 2011). Grâce à cette variation, il est possible de trouver la distance maximale entre le gaz et la région centrale puisque l'intensité de l'émission de la BLR est due à l'intense radiation continue du centre de l'AGN. Comme la lumière a une vitesse maximale et qu'il faut que la variation de la radiation ait eu le temps de parcourir la BLR en une dizaine de jours, l'extrémité de celle-ci doit être à moins de  $10^{16} \text{ m}$  (0,3 pc) du centre. En connaissant la vitesse et la position du gaz, il est aussi possible de trouver la masse du SMBH grâce à l'équation 1.3. C'est une

technique appelée le *reverberation mapping* qui permet de trouver la masse du SMBH en se basant sur le spectre de la BLR à l'aide de la largeur des raies et de leur variabilité.

Selon les observations et les modèles de photoionisation utilisés, il est conclu que le gaz qui produit les raies larges est très dense ( $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ) et est d'une température d'environ  $10^4 \text{ K}$  (e.g. Schneider, 2006). De plus, selon le modèle d'unification des AGNs, tous les types d'AGN contiendraient une BLR, mais dans certains cas, un tore de gaz et de poussière entoure et obscurcit la BLR.

#### 1.2.2.5. *Tore de poussière et de gaz*

Le tore de poussière et de gaz peut être représenté comme un beigne qui entoure le SMBH et son disque d'accrétion tel qu'illustré à la figure 1.1. Il est situé à  $0,1 - 10 \text{ pc}$  du SMBH, typiquement à  $\sim 1 \text{ pc}$ , mais peut s'étendre jusqu'à  $100 \text{ pc}$ . Il se trouve entre la BLR et la région de raies minces (NLR – *narrow-line region*), ne pouvant donc bloquer que la lumière provenant de la BLR et du disque d'accrétion. En observant la figure 1.1, il est possible de voir que dans le modèle d'unification des AGNs, les régions centrales dans les galaxies de type Seyfert 2 sont bloquées par le tore tandis que ce n'est pas le cas dans les galaxies de type Seyfert 1. À cause de cela, et comme les galaxies de type Seyfert 2 ne semblent pas contenir de BLR ni d'émission forte rayons X et UV, la littérature suggère que le tore de poussière doit être opaque à ces longueurs d'onde et donc que le tore est formé d'une grande quantité de gaz absorbant (e.g. Krolik & Begelman, 1988). Quelques galaxies de type Seyfert 2 ont été observées avec une lumière polarisée, ce qui a permis de détecter la BLR (e.g. Tran, 1995a) et de soutenir l'idée que les Seyfert 1 et 2 ne diffèrent que par leur angle par rapport à l'observateur (e.g. Tran, 1995b). De plus, des images optiques et infrarouges (IR) ont récemment permis de confirmer la présence d'une distribution épaisse de poussière en forme de tore (e.g. Tristram et al., 2007; Raban et al., 2009). Le tore de poussière et de gaz émet de la lumière IR puisque les particules de poussière sont réchauffées par la radiation des régions internes de l'AGN et irradient l'énergie selon le spectre d'un corps noir à une température moyenne ( $T$ ) entre  $20$  et  $80 \text{ K}$ . En suivant la loi de Wien, le maximum du spectre se situe donc à une longueur d'onde ( $\lambda_{max}$ ) donnée par :

$$\lambda_{max} = \frac{0,00290 \text{ m K}}{T}. \quad (1.4)$$

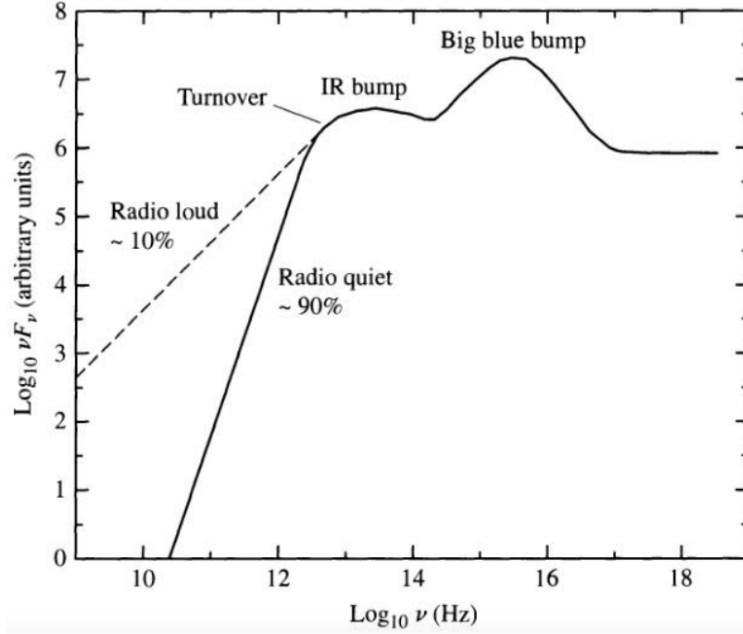
Pour une température de 20–80 K, la longueur d’onde correspondante est de 40–150  $\mu\text{m}$ , d’où le *IR bump* dans le spectre de la distribution d’énergie de l’AGN à la figure 1.6 (voir aussi la section 1.2.2.7).

#### 1.2.2.6. *Région de raies minces*

À l’extérieur du tore de poussière et de gaz, il y a la NLR qui émet des raies d’émission avec des largeurs beaucoup plus petites. La NLR est composée de gaz interstellaire photoionisé par le rayonnement de la région centrale de l’AGN (Rosswog & Brüggen, 2011). Puisque cette région n’est jamais obscurcie, les raies minces sont toujours visibles dans le spectre optique des AGNs. La largeur des raies montre une vitesse beaucoup plus faible, soit typiquement de 200 – 900  $\text{km s}^{-1}$ . La NLR s’étend à des distances beaucoup plus grandes que la BLR. Elle peut donc être résolue et les observations montrent une région qui est entre  $\sim 10$  pc et  $\sim 100$  pc. Par contre, cette région n’a pas de frontières bien définies et peut s’étendre facilement jusqu’à plusieurs pc (e.g. Netzer, 2013). En raison de cette taille, il ne devrait pas avoir de variabilité, ou très peu, dans l’intensité des raies d’émission dans des échelles de temps observables, et aucune n’a été détectée à ce jour. La densité du gaz est plus faible que celle de la BLR, avec une densité d’environ  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ . La température est d’environ 16000 K, une température due à l’ionisation de la région centrale de l’AGN. Ici, le gaz ne forme que  $10^{-2}$  du volume total et donc le gaz, tout comme dans la BLR, est inhomogène, fragmenté et désordonné, et forme des nuages (Capetti et al., 1996; Bennert et al., 2002). De plus, basé sur des observations, il a été découvert que la NLR n’est pas sphérique, mais forme plutôt deux cônes, tel qu’illustré à la figure 1.1. Ceci est probablement dû au fait que le tore bloque la radiation venant de la partie centrale de l’AGN.

#### 1.2.2.7. *Résumé du spectre des noyaux actifs de galaxies*

Dans une galaxie non-active, le spectre électromagnétique est formé par la somme du spectre des étoiles, du gaz et de la poussière. Dans une galaxie active, ce spectre est aussi influencé par l’émission de l’AGN central ce qui ajoute des caractéristiques particulières. Par exemple, plusieurs raies d’émission sont plus fortes et plus larges, aussi bien à cause de la BLR que de la NLR. La distribution spectrale d’énergie (SED – *spectral energy distribution*) typique d’un AGN est présentée à la figure 1.6. Cette figure représente simplement la densité de flux  $F_\nu$  multipliée par la fréquence  $\nu$  en fonction de la fréquence  $\nu$ . Le spectre des AGNs



**Figure 1.6.** La représentation schématique de la SED typique de l’émission du continu d’un AGN. La SED est le produit de la densité de flux  $F_\nu$  et de la fréquence  $\nu$  dans des unités arbitraires en fonction de la fréquence  $\nu$  en Hz. Crédit : Carroll & Ostlie (2006).

est une émission du continu non-thermique. Ils émettent donc dans toutes les longueurs d’onde, des fréquences radio ( $\nu \leq 100$  MHz) aux rayons gamma ( $\nu < 10^{22}$  Hz; e.g. Rosswog & Brüggén 2011). En effet, les principaux mécanismes d’émission qui gouvernent l’émission du continu des AGNs sont :

1. L’émission radio qui est dominée par l’émission synchrotron provenant des jets. Selon l’intensité de l’émission, l’AGN peut être considéré comme radio-bruyant ou radio-silencieux. Le changement de pente (*turnover*) indiqué sur la figure 1.6 est dû au fait qu’à une certaine fréquence, le plasma d’électrons devient opaque à sa propre radiation synchrotron, un phénomène appelé *synchrotron self-absorption*.

2. L’émission IR, incluant le *IR bump*, vient principalement du tore de poussière et de gaz ( $T \leq 2000$  K) chauffé par l’émission centrale.

3. L’émission optique et UV provient d’émission non-thermique et thermique, dû au gaz chaud de la BLR et au disque d’accrétion optiquement épais d’où provient le *big blue bump*.

4. L’émission rayons X et gamma est principalement due à l’effet Compton inverse lorsque les électrons relativistes du gaz chaud entourant le disque d’accrétion convertissent

les photons optiques et UVs en de photons plus énergétiques.

### 1.3. Amas de galaxies

Les AGNs étudiés dans ce mémoire sont tous au centre de la galaxie dominante des amas de galaxies. Ainsi, dans la prochaine section, les amas de galaxies seront étudiés.

À grande échelle, l'Univers est homogène et isotrope, et forme la toile cosmique (*cosmic web*). Par contre, à petite échelle, ce n'est pas le cas. Les galaxies forment des structures en forme de filaments qui se rejoignent aux intersections où sont placées des zones plus denses en galaxies appelées amas de galaxies. La formation et l'évolution des amas de galaxies se font donc via une séquence hiérarchique de fusions et d'accrétion de systèmes plus petits par la gravité (e.g. Peebles & Yu, 1970; Press & Schechter, 1974; Rosati et al., 2002; Voit, 2005; Kravtsov & Borgani, 2012). Ainsi, les amas de galaxies sont formés de centaines à des milliers de galaxies liées ensemble par gravité. Ils sont les plus grandes concentrations de matière gravitationnellement liées de l'Univers. Ils ont une masse de  $\sim 10^{14}$  à  $10^{15} M_{\odot}$ , une étendue de quelques Mpc et une densité de galaxies de 10 à 100 fois plus grande qu'ailleurs dans l'Univers. Ils sont constitués non seulement de galaxies, mais aussi de matière sombre et de milieu intra-amas (ICM – *intracluster medium*). Les galaxies ne forment que  $\sim 3\%$  de la masse totale de l'amas, tandis que l'ICM et la matière sombre composent respectivement  $\sim 13\%$  et  $\sim 84\%$  de la masse totale de l'amas (e.g. Blumenthal et al., 1984; White & Fabian, 1995; Jones & Forman, 1999; Vikhlinin et al., 2006). La luminosité et la taille des galaxies dans l'amas varient, mais dans la grande majorité des amas de galaxies, au centre du potentiel gravitationnel se trouve la galaxie dominante (BCG – *brightest cluster galaxy*) qui est une galaxie elliptique très lumineuse, plus massive et de plus grande taille que les autres galaxies de l'amas. À titre de référence, environ 80% des galaxies dans un amas sont des galaxies elliptiques comparées à seulement 30% à l'extérieur des amas.

#### 1.3.1. Galaxie dominante de l'amas de galaxies

Comme mentionné plus tôt, la galaxie dominante de l'amas se trouve habituellement en son centre de gravité. Elle est souvent la plus massive et brillante de l'amas, d'où son nom *brightest cluster galaxy* (BCG), et a un rayon typique de 20 – 50 kpc (e.g. Schombert,

1986; Gonzalez et al., 2003; Haarsma et al., 2010). Elle est une galaxie elliptique qui est dans  $\sim 20\%$  des cas de type cD (Matthews et al., 1964), c'est-à-dire qu'elle possède une enveloppe étendue formée d'étoiles qui peut s'étendre jusqu'à  $\sim 100$  kpc (Oemler, 1973, 1976; Carter, 1977; Dressler, 1979). Les galaxies cD sont les plus massives connues avec des masses stellaires  $> 10^{12} M_{\odot}$ , soit un ordre de magnitude plus grand que la Voie Lactée. Elles sont uniquement trouvées au centre des amas des galaxies et leur luminosité peut être  $\sim 30\%$  de la luminosité stellaire provenant de l'amas. Les galaxies cD se formeraient due à l'accrétion de plusieurs galaxies dans le centre très dense de l'amas (e.g. De Lucia & Blaizot, 2007).

Les BCGs ne sont pas non plus des galaxies rouges et mortes comme la plupart des galaxies elliptiques. En effet, plusieurs BCGs sont habituellement distinctes par rapport à leur couleur, ayant un taux de formation d'étoiles non nul et possédant donc des étoiles jeunes. Cette différence est due à leur environnement, dans le milieu très dense du centre d'un amas de galaxies, et est due à leur grande masse (e.g. Von Der Linden et al., 2007). Von Der Linden et al. (2007) ont aussi trouvé que les BCGs ont plus de chance de contenir un AGN radio-bruyant que les autres galaxies elliptiques de même masse. De plus, les BCGs ont tendance à être décalées du plan fondamental des galaxies (e.g. Thuan & Romanishin, 1981; Hoessel et al., 1987; Schombert, 1987; Oegerle & Hoessel, 1991) et elles ont l'air plus grandes avec des plus grandes dispersions de vitesses des étoiles que les autres galaxies de même masse stellaire (e.g. Von Der Linden et al., 2007). Une autre caractéristique est qu'environ 30% des BCGs ( $\sim 65\%$  des BCGs dans les amas à coeur froid, voir section 1.3.2; McDonald et al. 2010) sont incrustées dans des gigantesques nébuleuses émettant des raies d'émission dans le domaine du visible (e.g. Minkowski, 1957; Edwards et al., 2007). Ces nébuleuses sont faites de filaments qui s'étendent entre  $\sim 5$  et  $\sim 100$  kpc du centre de la BCG (e.g. Crawford et al., 1999) et font de  $\sim 60$  à  $\sim 70$  kpc d'épaisseur (Fabian et al., 2008, 2016). Leur luminosité en  $H_{\alpha}$  est de  $10^{40}$  à  $10^{42}$  erg s $^{-1}$  (e.g. Crawford et al., 1999). En plus du gaz ionisé, les BCGs contiennent aussi du gaz moléculaire froid, dont du CO et du H $_2$  (Edge & Frayer, 2003).

### 1.3.1.1. Spectre d'émission radio du noyau actif de galaxie dans la galaxie dominante de l'amas

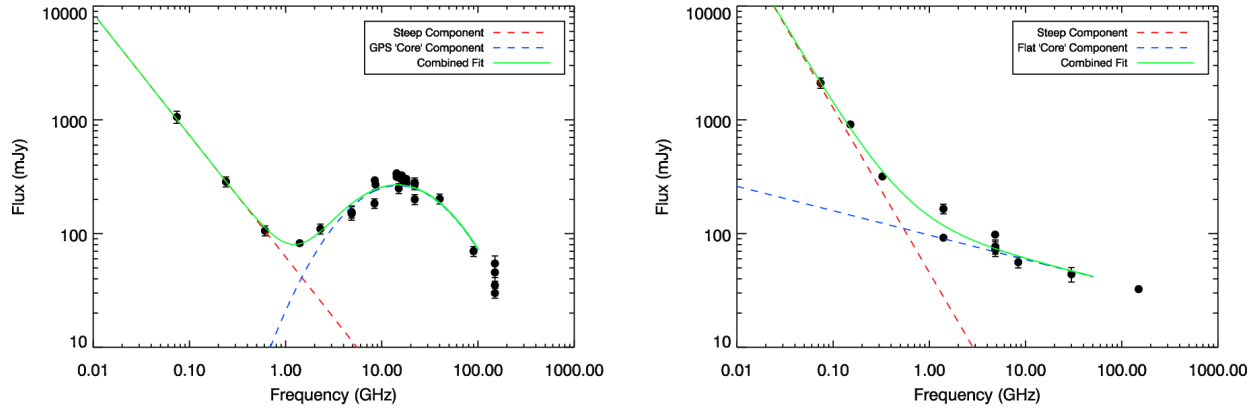
Dans le chapitre 2, l'émission radio de l'AGN de la BCG sera étudiée en détail, et un élément qui sera très important est le SED dans le domaine radio. Ce SED peut être paramétré par :

$$S_\nu \propto \nu^\alpha, \quad (1.5)$$

où  $S_\nu$  est la densité de flux énergétique,  $\nu$  est la fréquence et  $\alpha$  est l'indice spectral de l'émission et varie habituellement de  $-2$  à  $0,5$ . Le spectre de l'émission synchrotron est décrit par un indice spectral constant. De plus, lorsque la distribution d'énergie de ces électrons relativistes ( $n$ ) suit une loi de puissance en fonction de l'énergie ( $E$ ) telle que  $n(E) \propto E^{-p}$ , où  $p$  est l'index d'énergie des particules, la valeur de  $\alpha$  de l'équation 1.5 pour ces électrons sera reliée à  $p$  tel que :

$$\alpha = \frac{1 - p}{2}. \quad (1.6)$$

La valeur de  $\alpha$  donne donc une indication de l'âge des électrons, puisque plus les électrons relativistes émettent de l'émission synchrotron, plus ils perdent de l'énergie. Il y a donc de moins en moins d'électrons très énergétiques, et de ce fait la valeur de  $\alpha$  diminue en devenant de plus en plus négative. Ainsi, plus une émission est vieille, plus son indice spectral est négatif, et donc plus la pente de son SED sera négative, rendant cette émission plus brillante à de basses fréquences radio. Par exemple, il a été trouvé que le coeur des BCGs a un indice spectral plat ( $\alpha \sim 0$ ) alors que les jets ont plutôt un  $\alpha \sim -1$  (e.g. Carilli et al., 1991). Hogan et al. (2015) ont étudié le SED en radio de plus de 300 BCGs (voir figure 1.7 pour deux exemples). Ils ont été capables de séparer l'émission radio provenant des BCGs en deux composantes principales. La première est reliée à l'accrétion en cours de l'AGN, soit la composante du coeur (*core emission* –  $\text{BCG}_{\text{core}}$ ), qui a un indice spectral plutôt plat ( $\alpha > -0,5$ ). La deuxième est reliée à l'activité passée de l'AGN qui comprend l'émission des lobes radio et des jets relativistes, cette composante étant appelée pente raide (*steep* ou *non-core emission* –  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ), et a un indice spectral de  $\alpha < -0,5$ . Si le flux de  $\text{BCG}_{\text{core}}$  est élevé, ceci veut dire qu'il y a présentement beaucoup d'accrétion sur l'AGN, et le flux de  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  est élevé si l'activité passée de l'AGN était puissante. Hogan et al. (2015) mesurent



**Figure 1.7.** Exemples de SEDs de BCGs dans le domaine radio pour l’amas de galaxies RXJ0439.0+0529 (à gauche) et l’amas de galaxies Z8276 (à droite). Les graphiques représentent la densité de flux  $S$  en unité de Jansky à différentes fréquences en GHz. L’émission est séparée en une composante *core* (trait pointillé bleu) et en une composante *steep* (trait pointillé rouge). La somme des deux composantes est représentée par le trait vert. Pour les deux amas, les deux composantes avec des indices spectraux différents sont clairement visibles, l’indice plus négatif à plus basse fréquence et l’indice plat (à droite) ou inverse (à gauche) à plus haute fréquence. Crédit : Hogan et al. (2015).

le flux de  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  à une fréquence de 1 GHz, puisque cette émission est plus brillante à basse fréquence, et le flux de  $\text{BCG}_{\text{core}}$  à 10 GHz, puisque cette émission à un flux presque constant à toutes les fréquences radio. Une étude de ce type demande donc des observations à plusieurs fréquences et résolutions.

### 1.3.2. Milieu intra-amas

L’ICM est constitué d’un plasma principalement composé d’hydrogène et d’hélium ionisé. Ce plasma est optiquement mince (Mewe, 1999) et de faible densité, soit de  $10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  en périphérie de l’amas et de  $10^{-1} \text{ cm}^{-3}$  en son centre. Il est aussi extrêmement chaud, ce qui est dû à la gravité de l’amas. En effet, l’amas a une énorme énergie potentielle gravitationnelle, et comme l’amas est un système lié et en équilibre quasistatique, il est décrit par le théorème du viriel, introduit pour la première fois par Clausius (1870). Le théorème du viriel affirme que pour un tel système, l’énergie potentielle ( $U$ ) est égale à deux fois l’énergie cinétique ( $K$ ) :

$$\langle U \rangle = -2\langle K \rangle, \quad (1.7)$$



où  $\langle \rangle$  représente une moyenne temporelle. L'énergie totale ( $E$ ) d'un système qui suit le théorème du viriel est donc donnée par :

$$\langle E \rangle = \langle U \rangle + \langle K \rangle = \frac{1}{2} \langle U \rangle = -\langle K \rangle. \quad (1.8)$$

Le théorème du viriel implique donc que lorsque du gaz tombe dans le puits de potentiel de l'amas, son énergie devient négative et il perd énormément d'énergie potentielle. Selon l'équation 1.7, cette énergie potentielle est transformée en énergie cinétique qui peut elle-même être convertie en énergie thermique. En effet, la température du viriel d'un gaz ( $T$ ) dans un système en équilibre est trouvée en égalant l'énergie cinétique à l'énergie thermique, soit :

$$\frac{1}{2} \mu m_H \sigma^2 = \frac{3}{2} k_B T, \quad \text{avec} \quad \sigma^2 = \left( \frac{3}{5} \frac{GM}{R} \right), \quad (1.9)$$

où  $\mu$  est la masse moléculaire moyenne,  $m_H$  est la masse de l'atome d'hydrogène,  $\sigma$  est la dispersion en vitesse des galaxies de l'amas,  $G$  est la constante gravitationnelle,  $R$  et  $M$  sont le rayon et la masse de l'amas et  $k_B$  est la constante de Boltzman (Carroll & Ostlie, 2006). Ainsi, en utilisant une masse de  $10^{14} - 10^{15} M_\odot$  et un rayon de  $1 - 3$  Mpc, on obtient une température de  $T = 10^7 - 10^8$  K correspondant à une énergie de  $k_B T \sim 0,5 - 10$  keV. De plus, la dispersion en vitesse  $\sigma$  trouvée est en accord avec les mesures (Mushotzky et al., 1978; Mitchell et al., 1979; Smith et al., 1979; Wu et al., 1999; Rosati et al., 2002) et les amas peuvent donc être vus comme des systèmes en équilibre dans lesquels les galaxies et le gaz ressentent le même potentiel gravitationnel. Du gaz chaud à  $T = 10^7 - 10^8$  K émet principalement dans les rayons X. Ainsi, les amas de galaxies apparaissent comme des sources diffuses de rayons X de luminosité  $L_X \sim 10^{43} - 10^{46}$  erg s<sup>-1</sup>.

Pour comprendre plus en détail cette émission rayons X, il faut étudier la composition du ICM. Il est formé principalement d'hydrogène ( $\sim 71\%$  de la masse) et d'hélium ( $\sim 28\%$  de la masse), mais est aussi enrichi d'éléments plus lourds ( $\sim 1\%$  de la masse). Sa métallicité correspond à environ un tiers de l'abondance du Soleil (Edge & Stewart, 1991; Arnaud et al., 1992; Mushotzky & Loewenstein, 1997; Tozzi et al., 2003). L'hydrogène et l'hélium sont complètement ionisés dû à la haute température, mais certains des éléments lourds conservent leurs électrons. Ce plasma d'ions et d'électrons interagit via des collisions de Coulomb et émet des photons qui ont une énergie de l'ordre de  $0,5 - 10$  keV. Cette émission thermique est appelée rayonnement continu de freinage (*Bremsstrahlung*, de l'allemand) ou émission

libre-libre puisque l'électron reste libre avant et après l'interaction (voir le panneau de droite de la figure 1.4 pour un schéma de ce rayonnement continu de freinage). Elle se produit lorsque l'hydrogène ionisé est à des températures de plus de  $2 \times 10^4$  K. La puissance irradiée par unité de volume durant le rayonnement de freinage est proportionnelle au carré de la densité du gaz. De plus, la puissance par unité d'énergie par unité de volume du rayonnement continu de freinage est proportionnelle à  $n_e n_{\text{ion}} T_e^{-1/2} e^{-h\nu/k_B T}$ , où  $h\nu$  est l'énergie du photon émise,  $n_e$  et  $n_{\text{ion}}$  sont les nombres d'électrons et d'ions par unité de volume et  $T_e$  est la température des électrons qui est trouvée grâce à la décroissance exponentielle du spectre à haute fréquence (e.g. Peterson & Fabian, 2006). Ainsi, l'émission rayons X de l'amas est un excellent traceur de la densité du gaz.

En plus de l'émission du continu due au rayonnement continu de freinage, il y a aussi quelques raies d'émission présentes dans le spectre des rayons X des amas. Ces raies sont dues à des processus atomiques dans l'ICM qui se produisent principalement à des températures de moins de  $3 \times 10^7$  K, comme par exemple l'excitation collisionnelle entre les ions et les électrons, les recombinaisons diélectrique et radiative, ainsi que l'excitation de résonance (voir Sarazin 1988, Sarazin 2003 et Peterson & Fabian 2006 pour plus de détails sur la physique de l'ICM). Tous ces processus atomiques ont été incorporés dans des codes publiques qui déterminent en détail le spectre rayons X de l'ICM, un exemple étant le code APEC (Smith et al., 2001).

Finalement, l'ICM est parsemé de champs magnétiques (e.g. Kim et al., 1990; Carilli & Taylor, 2002; Kronberg, 2003; Govoni & Feretti, 2004) qui prennent une grande importance dans les quelques kpc centraux des amas de galaxies dits à coeur froid (voir section 1.3.2.1), passant de quelques  $\mu\text{G}$  en périphérie (e.g. Kronberg, 2003) à jusqu'à  $10 - 40 \mu\text{G}$  au centre (e.g. Taylor et al., 1999; Clarke et al., 2001).

#### 1.3.2.1. *Courant de refroidissement dans le milieu intra-amas*

Comme le gaz de l'ICM dans les amas de galaxies perd constamment de l'énergie par les processus de radiation dans les rayons X, le gaz devrait se refroidir très rapidement (e.g. Fabian, 1994; Peterson & Fabian, 2006; Fabian, 2012; McNamara & Nulsen, 2012). Le temps pour que le gaz se refroidisse complètement est appelé le temps de refroidissement ( $t_{\text{cool}} - \text{cooling time}$ ). Le temps de refroidissement d'un plasma optiquement mince comme l'ICM est

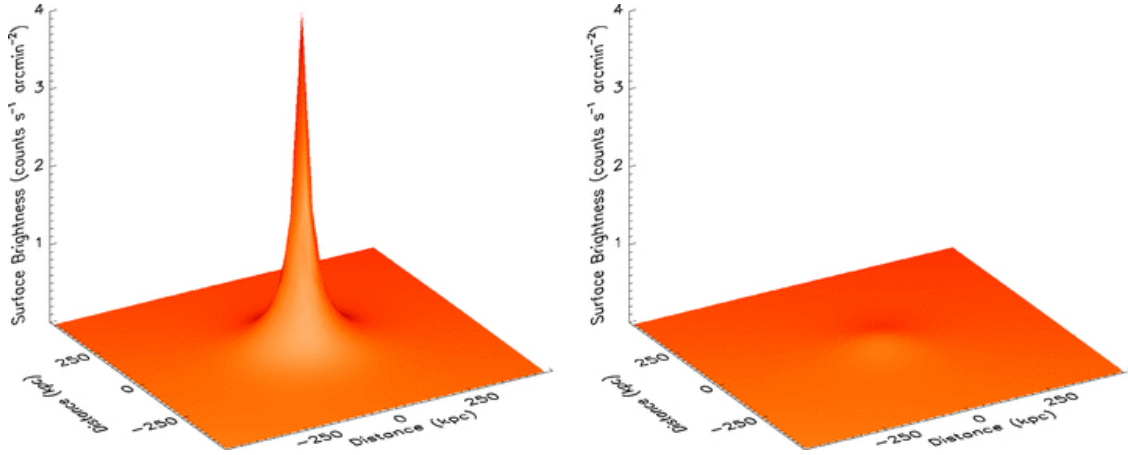
défini par le ratio entre l'enthalpie du gaz et la perte d'énergie par unité de volume. La perte d'énergie par unité de volume est donnée par  $n^2\Lambda$ , où  $n$  est le nombre de particules par unité de volume et  $\Lambda$  est la fonction de refroidissement en rayons X qui relie l'énergie totale émise par volume pour une quantité de plasma donnée à une certaine température et émissivité. L'émissivité est le flux du rayonnement thermique par rapport au flux émis par un corps noir à la même température. L'enthalpie du gaz est la somme de l'énergie thermique ( $\frac{3}{2}nk_B T$ ) et du travail effectué sur le gaz pendant le refroidissement ( $nk_B T$ ) puisque le plasma se comprime lorsqu'il refroidit. Le temps de refroidissement est donné par (Peterson & Fabian, 2006) :

$$t_{\text{cool}} = \frac{\frac{5}{2}nk_B T}{n^2\Lambda}, \quad (1.10)$$

$$t_{\text{cool}} \approx t_H \frac{T}{10^8 \text{ K}} \left( \frac{\Lambda}{10^{-23} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{n}{10^{-2} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1}. \quad (1.11)$$

Pour des températures de  $10^6 - 10^8$  K,  $\Lambda$  se situe entre  $\sim 5 \times 10^{-24}$  et  $\sim 3 \times 10^{-23}$  pour un mélange d'hydrogène et d'hélium pur et entre  $\sim 5 \times 10^{-23}$  et  $\sim 3 \times 10^{-23}$  pour un gaz enrichi en métaux au tiers de l'abondance du Soleil (e.g. Sutherland & Dopita, 1993; Peterson & Fabian, 2006). De plus,  $t_H$  est l'âge de l'Univers, soit 13,7 Giga-années. En considérant cette équation, si le gaz a une densité de plus de  $10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ , l'ICM devrait avoir assez de temps pour se refroidir complètement, puisque  $t_{\text{cool}}$  sera beaucoup plus petit que 13,7 Giga-années.

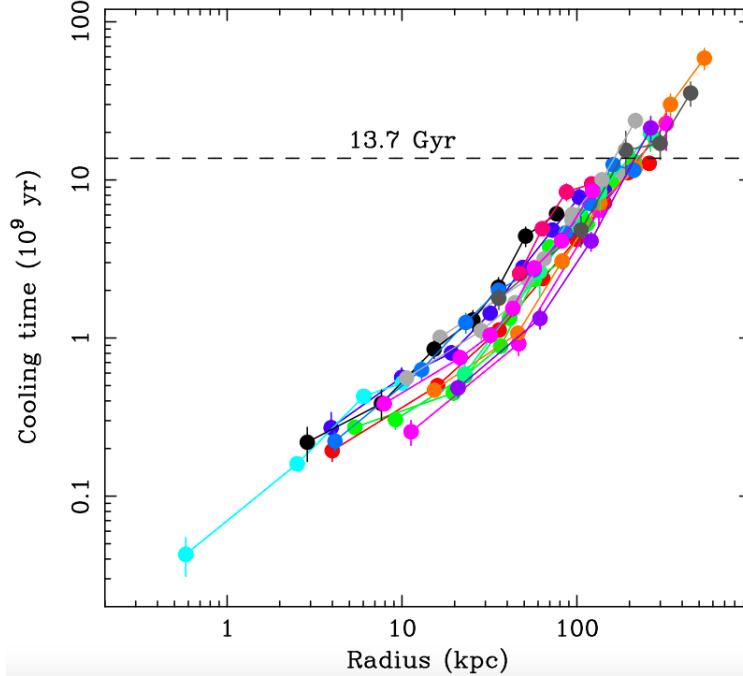
De plus, puisque la puissance irradiée en rayons X par l'ICM par unité de volume est proportionnelle au carré de la densité et que le temps de refroidissement diminue lorsque la densité augmente, le temps de refroidissement est lié au profil d'émission rayons X de l'amas. De ce fait, les amas de galaxies sont séparés en deux groupes basés sur leur profil d'émission en rayons X, soit les amas à coeur froid (*cool core cluster*) et les amas à coeur non-froid (*non-cool core cluster*). Comme la figure 1.8 le représente, les amas à coeur froid (image de gauche) ont une émission rayons X très prononcée au centre. De plus, ils ont une densité centrale ( $< 100$  kpc) de plus de  $10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui provoque un temps de refroidissement plus court que l'âge de l'Univers (13,7 Giga-années), souvent de moins de 1 Giga-année (McNamara & Nulsen, 2012). Ainsi, le gaz des amas à coeur froid devrait avoir eu assez de temps pour se refroidir complètement durant la vie de l'amas (Lea et al., 1973; Silk, 1976; Edge et al., 1992; White et al., 1997). Ceci peut être vu à la figure 1.9, où le temps de refroidissement d'un amas est représenté à différents rayons pour 16 amas de galaxies. Les



**Figure 1.8.** Représentations tridimensionnelles de la distribution de la brillance de surface projetée (*surface brightness*) en rayons X donnée en nombre de comptes par seconde par arcmin<sup>2</sup>. Les axes des x et des y représentent la position dans l’amas. Les deux graphiques représentent les deux catégories d’amas selon leur profil d’émission en rayons X, soit l’amas à coeur froid A2029 dans le panneau de gauche et l’amas à coeur non-froid A2319 dans le panneau de droite. Les deux amas ont été ajustés comme s’ils se trouvaient à la même distance. Crédit : Million & Allen (2009).

amas à coeur non-froid, quant à eux (image de droite de la figure 1.8), ont une distribution de brillance de surface en rayons X qui n’est pas très piquée vers le centre avec une densité plus faible ( $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ) et un temps de refroidissement plus long que l’âge de l’Univers. Dans ce mémoire, les amas à coeur froid seront étudiés en plus de détails.

Dans les amas à coeur froid, s’il n’y a pas de source d’énergie pour compenser le refroidissement, le gaz du ICM va perdre toute son énergie en émettant de la radiation en rayons X. Avec cette perte, le gaz ne pourra plus supporter le poids des couches extérieures et le gaz va se condenser vers le centre de l’amas. Ce mouvement du gaz est nommé écoulement de refroidissement (*cooling flow*; voir Fabian et al. 1984, Sarazin 1986 et Fabian 1994 pour des articles de synthèse). De plus, lorsque le gaz va se condenser vers le centre, sa densité augmentera. Le temps de refroidissement du gaz deviendra donc encore plus court, puisque le temps de refroidissement est inversement proportionnel à la densité du gaz (voir l’équation 1.11; Peterson & Fabian 2006). Lorsque la température du gaz atteindra une température de moins de  $10^4 \text{ K}$ , le gaz se condensera sur la galaxie centrale ce qui provoquera un



**Figure 1.9.** Le temps de refroidissement en fonction du rayon pour un échantillon de 16 amas de galaxies, mesuré à l'aide de *Chandra*. Ainsi, à l'intérieur de  $\sim 200$  kpc, le gaz devrait avoir le temps de se refroidir complètement. Crédit : Voigt & Fabian (2004).

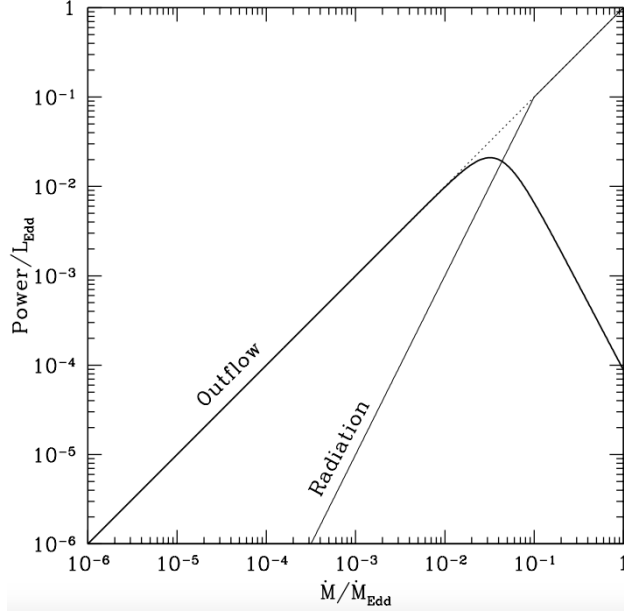
sursaut de formation d'étoiles à un taux de plusieurs centaines à milliers de masses solaires par année.

La quantité d'étoiles et de gaz froid observée est cependant de plusieurs ordres de magnitude plus basse que ce qui est prédit par la théorie de l'écoulement de refroidissement, soit environ 1% du taux de formation d'étoiles attendu et moins de 10% de la quantité de gaz froid moléculaire attendue basé sur les observations de  $H_2$  et de CO (e.g. Johnstone et al., 1987; McNamara & O'Connell, 1989; Voit & Donahue, 1995; Donahue et al., 2000; Edge, 2001; Kaastra et al., 2001; McDonald et al., 2018; Peterson et al., 2001, 2003). De plus, les observations rayons X du ICM montrent qu'il y a un déficit d'émission rayons X de basse énergie, soit entre 0,4 et 4 keV. L'ICM ne semble tout simplement pas se refroidir. Cette divergence entre la théorie et les observations est appelée le problème de l'écoulement de refroidissement (*cooling flow problem*). Une solution proposée est qu'une distribution inhomogène à petite échelle ( $< 1$  kpc) de la métallicité dans l'ICM de l'amas bloquerait l'émission de plusieurs raies d'émission à basse énergie (e.g. Fabian et al., 2001). Par contre, cette explication semble insuffisante pour reproduire les observations (e.g. Morris & Fabian,

2003). Une autre possibilité serait le transfert de chaleur par conduction thermique entre les régions externes plus chaudes de l’amas et la région centrale plus froide, ce qui permettrait de balancer le refroidissement (e.g. Tucker & Rosner, 1983; Bertschinger & Meiksin, 1986; Gaetz, 1989). Par contre, ce processus de transfert de chaleur ne semble pas être suffisant pour contre-balancer le refroidissement dans tous les amas de galaxies (e.g. Voigt et al., 2002; Zakamska & Narayan, 2003; Voigt & Fabian, 2004; Wise et al., 2004). Finalement, la solution qui est la candidate principale pour répondre au problème de l’écoulement de refroidissement est la rétroaction de l’AGN central dans la BCG (*AGN feedback*).

### 1.3.3. Rétroaction du noyau actif de galaxie de la galaxie dominante dans les amas de galaxies

La rétroaction des AGNs peut s’effectuer de deux façons, soit en mode radio/cinétique (*radio/mechanical mode feedback*) ou en mode radiatif/quasar (*radiative/quasar mode feedback*). Les études suggèrent que cette rétroaction se produit lorsque le SMBH au centre de la BCG accrète de la matière et transmet de l’énergie à l’amas. Cette énergie pourrait être suffisante pour compenser les pertes radiatives de l’amas. Selon de nombreuses observations, le type de rétroaction semble dépendre uniquement du taux d’accrétion du trou noir (e.g. Churazov et al., 2005; Russell et al., 2013). Le taux d’accrétion ( $\dot{M}_{\text{BH}}$ ) d’un trou noir se mesure souvent par rapport au taux d’accrétion d’Eddington, défini comme  $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/\epsilon c^2$ , où  $L_{\text{Edd}}$  est la luminosité d’Eddington, c’est-à-dire la luminosité maximale qu’un trou noir peut maintenir, et  $\epsilon$  représente l’efficacité du système à convertir l’énergie gravitationnelle en radiation (e.g. Carroll & Ostlie, 2006). Quand le taux d’accrétion du trou noir est faible ( $< 0,01 \dot{M}_{\text{Edd}}$ ), l’énergie est libérée principalement sous forme de puissants jets de particules (voir section 1.2.2.3) et l’émission radiative est faible. Par contre, au-delà d’un taux d’accrétion de  $0,01 \dot{M}_{\text{Edd}}$  et jusqu’à un maximum de  $1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ , la puissance des jets diminue grandement et l’énergie qui ressort du trou noir est principalement sous la forme de radiation (voir figure 1.10 tirée de Churazov et al. 2005). Le mode radiatif de rétroaction est souvent observé à  $z \gtrsim 1$ , lorsque l’Univers bouillonne d’activité et plusieurs galaxies contiennent un quasar, c’est-à-dire un SMBH qui accrète presque au taux maximal d’Eddington (e.g. Churazov et al., 2005; Hopkins et al., 2006). Toutefois, dans l’Univers local, les AGNs ont en moyenne un taux d’accrétion de moins de  $0,01 \dot{M}_{\text{Edd}}$  (e.g. Churazov et al., 2005; Fabian,



**Figure 1.10.** Représentation schématique de la puissance émise par un trou noir (*power*) normalisée par la luminosité d’Eddington ( $L_{\text{Edd}}$ ) en fonction du taux d’accrétion ( $\dot{M}$ ) normalisé par le taux d’accrétion d’Eddington ( $\dot{M}_{\text{Edd}}$ ). L’énergie est émise soit sous forme d’éjections par des jets relativistes, soit sous forme de radiation. Crédit : Churazov et al. (2005).

2012) et appartiennent donc principalement au mode cinétique. Dans le cas des amas de galaxies, ces affirmations sont vraies depuis près de la moitié de l’âge de l’Univers ( $z \sim 1$ , soit quand l’Univers avait 8 Giga-années; Hlavacek-Larrondo et al. 2015). Tous les objets étudiés dans ce mémoire se trouvent dans ce mode cinétique de rétroaction.

### 1.3.3.1. Mode cinétique de rétroaction des noyaux actifs de galaxies

Comme mentionné plus tôt, la rétroaction de l’AGN dans la BCG, qui coïncide avec le maximum de l’émission rayons X de l’amas, est la candidate principale pour contrer l’écoulement de refroidissement dans les amas de galaxies à coeur froid. Lorsque l’AGN est en mode cinétique, ce sont les jets qui réchauffent l’ICM en effectuant un travail mécanique au lieu de radiatif.

Ce travail est directement observable dans les rayons X. En effet, les puissants jets vont déplacer l’ICM, ce qui va créer des bulles de plasma relativiste. L’énergie des jets sera donc injectée dans l’ICM par ce travail mécanique qui produit de la perturbation dans l’ICM et

compensera son refroidissement. Ces bulles, aussi appelées des cavités rayons X, contiennent moins de gaz émettant des rayons X, avec une baisse d'environ 20 à 40% de brillance de surface en rayons X comparé au gaz de l'ICM environnant. Ceci peut être vu à la figure 1.11 dans deux amas à coeur froid, Cygnus A et Persée, où l'émission radio provenant des jets est vue en rose et prend la place de l'émission rayons X en bleu. Ces perturbations, vues à la figure 1.11, ont été observées pour la première fois dans l'amas de Persée à l'aide d'observations rayons X du *Einstein Observatory* (Branduardi-Raymont et al., 1981). Par la suite, des images rayons X de l'observatoire ROSAT des amas de galaxies Cygnus A et Persée ont permis d'associer les perturbations de l'ICM aux cavités, liant clairement l'AGN et l'ICM (Boehringer et al., 1993; Carilli et al., 1994). Depuis ce temps, et grâce à des observations de haute résolution du télescope *Chandra*, ces cavités ont été observées dans la plupart des amas à coeur froid (e.g. McNamara & Nulsen, 2007; Fabian, 2012; McNamara & Nulsen, 2012) où elles sont habituellement de forme elliptique et visibles par paires. Leur taille varie grandement, soit de quelques kpc de diamètre (e.g. dans l'amas M87; Forman et al. 2005) à  $\sim 200$  kpc (dans les amas MS 0735.6+7421 et Hydra A; e.g. Vantyghem et al. 2014, Wise et al. 2007).

L'énergie provenant du gonflement des cavités, soit son enthalpie, est calculée par la somme de l'énergie interne des cavités et le travail fourni pour les gonfler, c'est-à-dire :

$$E_{cav} = \frac{1}{\gamma_1 - 1} PV + PdV \simeq \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} PV, \quad (1.12)$$

où  $P$  est la pression thermique de l'ICM environnant et donc  $\gamma_1$  est l'index adiabatique moyen du fluide dans la cavité. Si la cavité est remplie de particules relativistes,  $\gamma_1 = 4/3$  et  $E_{cav} = 4PV$  (e.g. Churazov et al., 2002), une valeur qui varie en moyenne de  $10^{51}$  à  $10^{61}$  ergs (e.g. McNamara & Nulsen, 2007; Fabian, 2012). La pression du gaz environnant et la forme des cavités, qui informe sur le volume de celles-ci, sont trouvées à l'aide d'observations rayons X (e.g. Bîrzan et al., 2004; Dunn & Fabian, 2004; Rafferty et al., 2006). Il est à noter qu'il y a de grandes incertitudes dans l'estimation de l'énergie des cavités provenant par exemple de leur volume, leur composition, la fréquence des éjections de l'AGN et la fraction de l'énergie des éjections qui est convertie en chaleur.

Une propriété importante de ces cavités est aussi leur âge, puisqu'il nous permet d'étudier leur puissance (soit  $P_{cav} = E_{cav}/t_{age}$ ) mais aussi le temps depuis le début de la formation des jets de l'AGN. Il est possible d'estimer cet âge de trois façons différentes (e.g. McNamara





**Figure 1.11.** Les observations rayons X (en bleu) montrent la présence de cavités qui sont remplies par l'émission radio des jets relativistes (en rose). L'image optique est aussi montrée en jaune/blanc. **Gauche:** Image à plusieurs longueurs d'onde du centre de l'amas de galaxies Cygnus A ( $z = 0,056$ ). Les jets extrêmement puissants s'étendent à  $\sim 100$  kpc de chaque côté. Crédit : NASA/CXC/SAO (rayons X), NASA/STScI (optique), NSF/NRAO/AUI/VLA (radio). **Droite:** Image à plusieurs longueurs d'onde de l'amas de Persée ( $z = 0,0179$ ) avec des jets de  $\sim 16$  kpc dans leur entièreté. Les régions avec un manque d'émission rayons X à l'extrémité de l'amas sont appelées des cavités fantômes. Crédit : Maxime Pivin-Lapointe (image composite), Fabian et al. 2011 (rayons X), mosaïque de SDSS en bande i (optique), NRAO/VLA/G. Taylor (radio).

& Nulsen, 2007), soit le temps de la remontée (*buoyancy rise time*,  $t_{\text{buoyancy}}$ ), le temps de remplissage (*refill time*,  $t_{\text{refill}}$ ) et le temps de la traversée des ondes sonores (*sound crossing time*,  $t_{\text{cs}}$ ).  $t_{\text{buoyancy}}$  est le temps nécessaire à la bulle pour atteindre sa vitesse de remontée finale et dépend donc des forces de traînée (ou frottement). Il s'agit d'une bonne estimation de l'âge des cavités si les bulles sont vieilles et se sont clairement détachées de l'AGN. La vitesse finale de remontée est déterminée par l'équilibre entre la poussée de la flottabilité et la traînée allant à l'encontre du mouvement de la bulle.  $t_{\text{buoyancy}}$  est donc donné par (Churazov et al., 2001) :

$$t_{\text{buoyancy}} = \frac{R_c}{v_{\text{buoyancy}}} = R_c \sqrt{\frac{SC_D}{2gV}}, \quad (1.13)$$

où  $R_c$  est la distance projetée entre l'AGN et le milieu de la cavité,  $S = \pi R_w^2$  est l'aire de la section transversale de la bulle,  $R_w$  est le demi-grand axe de la cavité soit dans la direction du jet,  $C_D \sim 0,75$  est le coefficient de traînée (Churazov et al., 2001),  $g = GM(< R)/R^2$  est l'accélération gravitationnelle locale,  $M(< R)$  est la masse totale comprise à l'intérieur d'un rayon  $R$  et  $V$  est le volume de la cavité. Quant à lui,  $t_{\text{refill}}$  est le temps nécessaire à la bulle pour monter à l'aide de la poussée de la flottabilité en partant du repos jusqu'à une distance égale à son propre diamètre et est donné par (McNamara et al., 2000) :

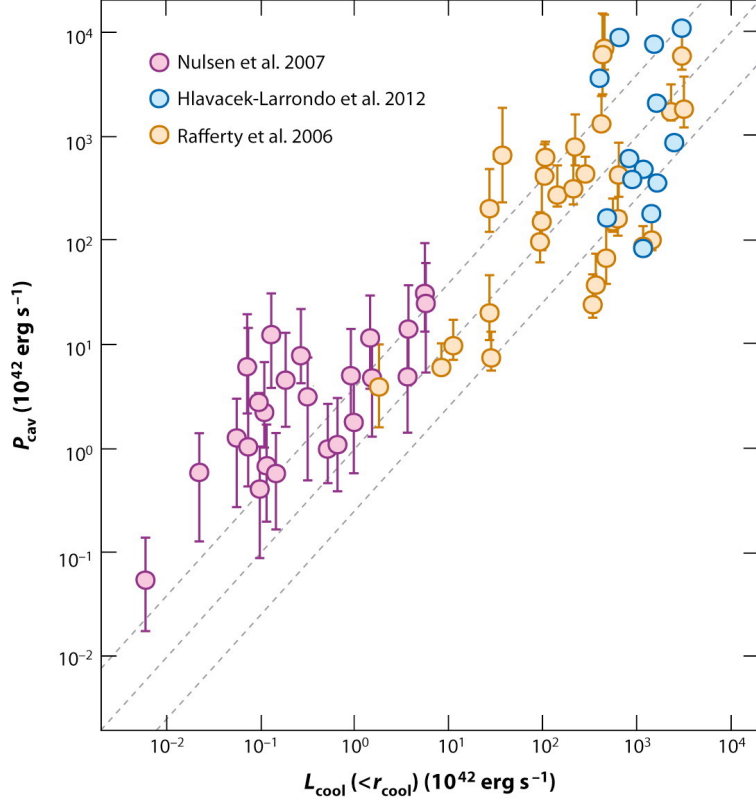
$$t_{\text{refill}} = 2\sqrt{\frac{r}{g}}, \quad (1.14)$$

où  $r = \sqrt{R_l R_w}$  (pour des cavités ellipsoïdales) est le rayon de la bulle et  $R_l$  est le rayon de la cavité perpendiculaire à la direction des jets. Finalement,  $t_{\text{cs}}$  est le temps qu'une bulle prend pour traverser la distance projetée de l'AGN jusqu'à sa position actuelle à la vitesse du son et est plus souvent utilisé pour les jeunes cavités qui viennent d'être gonflées par l'AGN.  $t_{\text{cs}}$  est donné par (McNamara & Nulsen, 2007) :

$$t_{\text{cs}} = \frac{R_c}{c_s}, \quad (1.15)$$

où  $c_s = \sqrt{\gamma_2 k_B T / (\mu m_H)}$  est la vitesse du son,  $\gamma_2 = 5/3$  est le rapport entre les capacités thermiques massiques pour un gaz idéal monoatomique,  $k_B T$  est la température de l'ICM au rayon de la bulle,  $\mu = 0,61$  est la masse moléculaire moyenne et  $m_H$  est la masse de l'atome d'hydrogène. Ces trois estimations de temps sont du même ordre de grandeur bien que pour la majorité des cavités observées  $t_{\text{cs}} < t_{\text{buoyancy}} < t_{\text{refill}}$  (e.g. McNamara & Nulsen, 2007). Il n'est toujours pas déterminé laquelle des estimations est la meilleure à utiliser.

Comme mentionné plus tôt, connaître l'âge des cavités permet de trouver leur puissance en divisant l'énergie des cavités par leur âge. La puissance des cavités permet de trouver la puissance des jets relativistes de l'AGN puisque ce sont les jets qui gonflent les cavités, et cette puissance varie habituellement entre  $10^{43}$  et  $10^{46}$  erg s<sup>-1</sup>. La figure 1.12 compare la puissance des cavités à la luminosité de refroidissement en rayons X, qui est définie comme étant la luminosité à l'intérieur du rayon de refroidissement ( $r_{\text{cool}}$  – *cooling radius*). Ce dernier est défini comme étant le rayon à l'intérieur duquel le gaz a eu le temps de refroidir, soit ici après environ 7 milliards d'années. Sur la figure 1.12, les lignes pointillées représentent quand la puissance des cavités est égale à la luminosité de refroidissement en rayons X pour des énergies des cavités de  $PV$ ,  $4PV$  et  $16PV$ , puisque l'équation de l'énergie pourrait changer



**Figure 1.12.** La puissance des cavités ( $P_{\text{cav}}$ ) en fonction de la luminosité rayons X à l’intérieur d’un rayon équivalent à un temps de refroidissement d’environ 7 milliards d’années ( $L_{\text{cool}} [ < r_{\text{cool}} ]$ ). Les points représentent autant des amas, que des groupes et des galaxies elliptiques isolées, et les traits pointillés indiquent où  $P_{\text{cav}} = L_{\text{cool}}$  pour une enthalpie totale des cavités de  $PV$ ,  $4PV$  (si les cavités sont remplies de particules relativistes) et  $16PV$ . Crédit : Fabian (2012).

si la composition des cavités n’est pas des particules relativistes (voir équation 1.12). La figure 1.12 montre que dans la plupart des amas, les cavités rayons X peuvent compenser énergétiquement le refroidissement de l’ICM (e.g. Bîrzan et al., 2004; Dunn & Fabian, 2004, 2006; Rafferty et al., 2006; Allen et al., 2006; Hlavacek-Larrondo et al., 2012; McNamara & Nulsen, 2007; Hlavacek-Larrondo et al., 2015). Par contre, le mécanisme via lequel l’énergie des jets est distribuée uniformément à travers l’amas demeure inconnu (e.g. Fabian, 2012; Bîrzan et al., 2004; Dunn & Fabian, 2006; Rafferty et al., 2006; Hlavacek-Larrondo et al., 2015). Quelques hypothèses incluent la turbulence (e.g. Zhuravleva et al., 2014), les ondes de chocs (e.g. Fabian et al., 2003) ou les ondes sonores (e.g. Fabian et al., 2017) dans l’ICM, des phénomènes qui seraient générés par les jets relativistes de l’AGN.

## 1.4. Émission radio diffuse dans les amas de galaxies

Dans les sections 1.2.2.3 et 1.3.3, une émission radio très importante dans les amas de galaxies a été discutée, soit les jets relativistes de l’AGN de la BCG qui produisent de l’émission synchrotron. En plus de ces jets, des observations radio récentes ont montré qu’il existe d’autres types de sources étendues d’émission radio dans l’ICM qui ne sont pas directement associés avec une galaxie radio de l’amas (e.g. Ferrari et al., 2008; Feretti et al., 2012; Brunetti & Jones, 2014; van Weeren et al., 2019). Ces sources sont formées de particules non-thermiques d’une énergie de quelques GeV qui, en présence de champs magnétiques dans l’ICM de l’ordre du  $\mu\text{G}$ , produisent de l’émission synchrotron visible dans le domaine du radio. Leur caractéristique principale est qu’elles sont étendues, avec des dimensions allant de  $\sim 100$  kpc à 2 Mpc. De ce fait, elles remettent en question les théories présentes sur la distribution, l’énergie et les processus d’accélération des particules responsables de cette émission. En effet, une possibilité est que les particules relativistes proviennent des jets de l’AGN de la BCG. Par contre, ces particules ont un court temps de vie à cause des pertes radiatives, soit  $\sim 0,1$  milliards d’années (e.g. Brunetti & Jones, 2014), et cesseraient donc d’être relativistes avant de se rendre à l’étendue de l’émission bien qu’elles seraient encore assez énergétiques pour être ré-accélérées. En effet, ces particules doivent être diffusées sur de très grandes distances pour couvrir l’ensemble de la source diffuse. Une source d’énergie doit venir ré-accélérer ces particules ou doit pouvoir créer de nouvelles particules relativistes sur place pour expliquer la présence de ces sources radio diffuses.

De plus, cette émission diffuse au-delà des cavités rayons X était autrefois considérée comme étant un phénomène rare. Cependant, de plus en plus de ces sources sont découvertes grâce à l’amélioration des algorithmes pour analyser les données radio et à l’augmentation significative de la sensibilité des télescopes à basses fréquences radio ( $< 1$  GHz), tel que le Karl G. Jansky Very Large Array (VLA), le Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) et le Low Frequency Array (LOFAR). Des observations à basses fréquences sont essentielles dans l’étude de ces sources diffuses puisqu’elles ont un indice spectral de  $\alpha \lesssim -1$  (voir section 1.3.1.1). Le VLA est un télescope radio situé au Nouveau-Mexique (États-Unis) en opération depuis les années 1980. Il est composé de 27 antennes de 25 m de diamètre. Dans les longueurs d’onde radio, il est possible de combiner le signal de plusieurs antennes ensemble pour former un télescope de la taille équivalente à la plus grande distance entre

deux antennes, c'est ce qui est appelé l'interférométrie puisqu'il faut interférer les différents signaux ensemble en utilisant les composantes de Fourier de chaque signal. Un plus grand télescope permet une meilleure résolution, et donc de détecter plus de détails. En effet, la résolution d'un télescope est donnée par  $\theta \propto \frac{\lambda}{D}$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde observée et  $D$  est le diamètre du télescope, et plus la résolution est petite, meilleure elle est. Puisque les antennes sont déposées sur des rails en forme de Y, elles peuvent être bougées pour former quatre configurations différentes, soit A, B, C et D, ayant une distance entre les antennes les plus éloignées de 36,4 km, 11,1 km, 3,4 km et 1,03 km respectivement, permettant ainsi de changer la résolution des observations. Le GMRT est situé en Inde et est en opération depuis 1995. Il comprend 30 antennes de 45 mètres de diamètre et a un diamètre total de 25 km. Finalement, LOFAR a été mis en opération en 2012. C'est le premier télescope radio qui utilise un ensemble d'antennes omni-directionnelles semblables à des bâtons verticaux de 45 cm de hauteur à la place d'antennes paraboliques, ce qui réduit énormément le coût. Il y a par contre  $\sim 7000$  antennes éparpillées dans une région de 100 km de diamètre dans les Pays-Bas et de plus de 1500 km à travers l'Europe. Ce télescope est unique puisqu'il permet, grâce à ses deux bandes de détections, de faire des observations à très basses fréquences radio, entre 10 et 90 MHz et entre 110 et 250 MHz, avec une très grande sensibilité.

La classification de l'émission diffuse radio dans les amas de galaxies a énormément évolué au cours des dernières années grâce à des nouvelles observations et aux compilations d'émissions diffuses. Auparavant, elle était séparée en trois grandes catégories : les reliques, les halos et les mini-halos (Feretti & Giovannini, 1996), même si des ressemblances existaient entre les catégories et certaines sources ne semblaient appartenir à aucune catégorie. C'est pourquoi, depuis récemment, bien que la classification des types de sources diffuses peut être compliquée par plusieurs facteurs qui pourront être réglés dans le futur avec de meilleures observations, les émissions sont maintenant divisées en trois catégories selon leur morphologie et leurs propriétés, soient :

- Les **radio halos**, qui incluent les radio halos géants (anciennement appelé *halos*), les radio mini-halos et les radio halos hybrides. Ces sources diffuses suivent la distribution de la masse baryonique dans l'ICM. La ré-accélération ou la production des particules sur place doit se produire à l'échelle de la taille de l'amas et l'émission n'est

pas associée avec une onde de choc à un emplacement en particulier. Ce mémoire se concentre sur ce type d'émission radio.

- Les **chocs radio de l'amas** ou radio reliques sont des sources diffuses de particules ré-accélérées aux ondes de chocs de l'ICM.
- Les **sources de plasma fossile réanimées**, qui incluent les phoenix et les queues radio tranquillement ré-énergisées (GReET – *gently re-energized radio tails*). Ce type d'émission diffuse regroupe les sources qui tracent le plasma radio de l'AGN qui a été ré-énergisé par des processus dans l'ICM non reliés à la galaxie radio.

#### 1.4.1. Radio halos : Mini-halos

Les radio mini-halos (voir figure 1.13 pour un exemple) sont des émissions diffuses d'une morphologie irrégulière et d'une taille de  $\sim 100 - 500$  kpc qui sont trouvées dans les amas de galaxies à coeur froid (sauf A1413; voir Giacintucci et al. 2017), c'est-à-dire qui n'ont pas subi de fusion majeure récente (voir e.g. Gitti et al. 2015; van Weeren et al. 2019, pour des articles de synthèse). Ces sources s'étendent sur la taille de la région de refroidissement de l'amas, donc sont plus grandes que leur BCG mais plus petites que leur amas. Aucune étude sur leur polarisation n'a encore été faite (van Weeren et al., 2019). Les mini-halos ont une brillance de surface extrêmement faible, de l'ordre du micro-Jansky. Il est donc souvent difficile de les trouver si l'émission provenant du centre de la BCG est très lumineuse, ce qui est souvent le cas dans les amas à coeur froid. Malgré cela, le nombre de mini-halos ne cesse d'augmenter avec  $\sim 26$  mini-halos confirmés à ce jour (voir Giacintucci et al. 2019 et le chapitre 2). Par contre, les mini-halos ne devraient pas être rares, au moins dans les amas massifs, puisque Giacintucci et al. (2017) ont trouvé que 80% des amas à coeur froid contiennent un mini-halo dans un ensemble de 58 amas avec une masse de plus de  $6 \times 10^{14} M_{\odot}$ . De plus, Kale et al. (2013) ont trouvé que  $\sim 50\%$  des amas de leur échantillon contiennent un mini-halo. Ce dernier se base sur le Extended GMRT Radio Halo Survey qui inclut des amas à un décalage vers le rouge entre 0,2 et 0,4 et ayant une luminosité rayons X de plus de  $5 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ .

Comme pour la plupart des sources radio diffuses se trouvant dans les amas de galaxies, les particules des mini-halos doivent d'être ré-accélérées (Gitti et al., 2002) ou créées sur place pour émettre de l'émission synchrotron à cette distance du centre de l'amas de galaxies. La deuxième possibilité énoncée est appelée le modèle hadronique qui consiste en la création des



**Figure 1.13.** Image à plusieurs longueurs d’onde de l’amas de galaxies Persée ( $z = 0,018$ ). L’émission radio (en rose) représente un mini-halo qui est un peu plus grand que l’émission rayons X (en bleu) et qui est centré sur la galaxie dominante de l’amas, visible dans l’optique (en blanc) au centre de l’image. L’image fait  $13' = 292,5$  kpc de largeur. Cette image a remporté le Prix du public (Découverte) de l’édition 2017 du concours *La preuve par l’image* de l’ACFAS et du CRSNG. Crédit : M. Gendron-Marsolais, J. Hlavacek-Larrondo, M. Pivin-Lapointe (image composite), NASA/CXC (rayons X), SDSS (IR proche), NASA (optique) NRAO/AUI/NSF/VLA (radio).

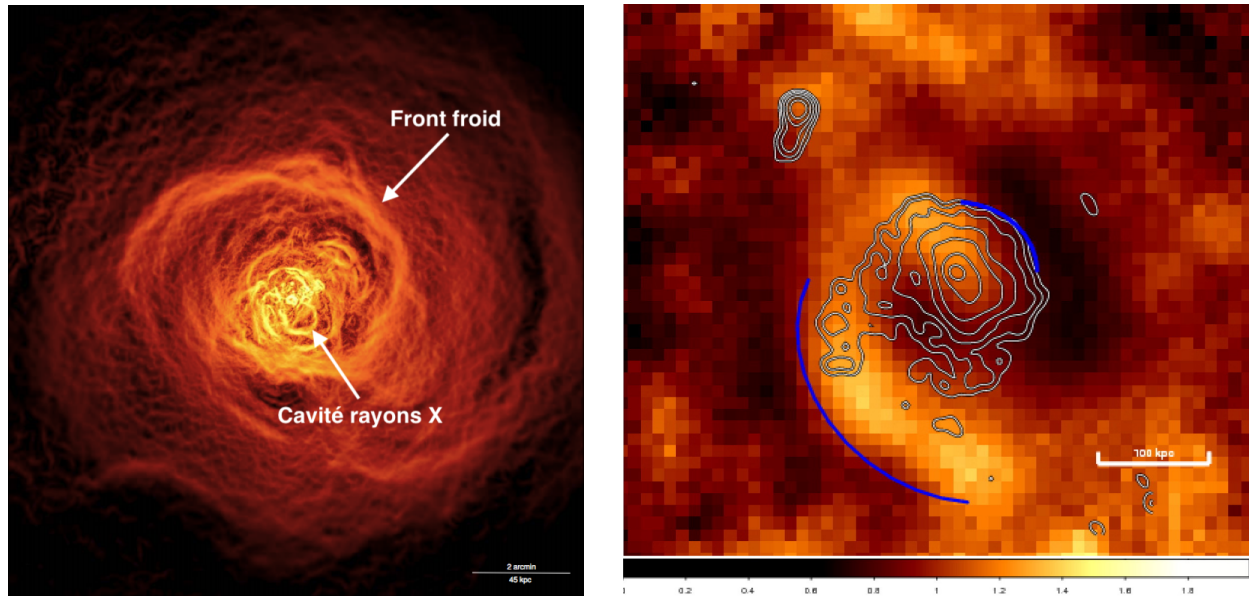
électrons du mini-halo par collisions inélastiques entre les protons cosmiques et les protons thermiques du ICM (e.g. Pfrommer & Enßlin, 2004). Par contre, cette interaction devrait émettre des rayons gamma qui n’ont pas été détectés à ce jour, puisque l’émission gamma qui devrait être émise est trop faible pour être détectée présentement (e.g. Aleksić et al., 2010, 2012; Ahnen et al., 2016). Il va falloir attendre la construction du Cherenkov Telescope Array (CTA) en 2025 pour confirmer ou infirmer cette hypothèse avec certitude. Néanmoins, la théorie dominante pour l’origine de l’émission des mini-halos est la ré-accélération d’électrons pré-existants provenant des jets relativistes des AGNs dans l’amas de galaxies (e.g. Fujita et al., 2007).

La turbulence responsable de la ré-accélération pourrait être accomplie par un mouvement d’oscillation de l’ICM (*sloshing motion*; ZuHone et al. 2013, 2015) dû à des perturbations

gravitationnelles provenant de fusions mineures, par exemple avec un petit groupe de galaxies. Ces fusions perturberaient le gaz froid de l'ICM au centre de l'amas. En ajoutant de la masse dans l'amas, le centre de masse serait déplacé, mais le gaz ne se centrerait pas automatiquement à cette position. Il se mettrait plutôt à osciller jusqu'à ce qu'il soit à sa nouvelle position. C'est ce qui forme une structure en spirale dans les données rayons X (voir le panneau de gauche de la figure 1.14). Une autre des signatures de ce mouvement d'oscillation est ce qu'on appelle des fronts froids (e.g. Markevitch et al., 2001; Mazzotta et al., 2001, 2003; Churazov et al., 2003; Markevitch & Vikhlinin, 2007; Owers et al., 2009; Ghizzardi et al., 2010; Laganá et al., 2010) qui sont des discontinuités dans l'émission rayons X entre des régions à différentes températures et densités, et peuvent rester stables pendant des giga-années (voir l'image de l'amas de Persée dans le panneau de gauche de la figure 1.14; e.g. Ascasibar & Markevitch 2006). Le côté plus dense et froid se trouve à l'intérieur du front en forme d'arc et la pression est constante à travers tout le front. Ces fronts froids sont détectés dans plus de la moitié des amas à coeur froid, et donc, à cause des effets de projection, la plupart de ces amas devraient avoir un ou plusieurs fronts froids (Markevitch et al., 2003). De plus, l'hypothèse selon laquelle la turbulence par mouvement d'oscillation est responsable de l'origine des mini-halos est soutenue par des observations, puisque plusieurs d'entre eux semblent contenus dans des fronts froids (voir le panneau de droite de la figure 1.14 pour un exemple; e.g. Mazzotta & Giacintucci 2008; Hlavacek-Larrondo et al. 2013; Giacintucci et al. 2014a,b, 2019). De plus, des simulations numériques montrent que la turbulence créée par le mouvement d'oscillation amplifie le champ magnétique dans la région contenue par les fronts froids et cela serait suffisant pour ré-accélérer les particules et former des mini-halos semblables à ceux observés (ZuHone et al., 2013). Par contre les incertitudes à certaines étapes de ces simulations sont grandes.

Les jets relativistes de l'AGN de la BCG quant à eux peuvent aussi avoir un impact sur l'environnement à grande échelle, jusqu'à des centaines de kpc, donc sur toute la partie centrale de l'amas de galaxies. En plus de la turbulence générée par l'oscillation de l'ICM, les jets de l'AGN de la BCG pourraient aussi contribuer à rendre le milieu turbulent. Les particules des mini-halos pourraient donc aussi être ré-accélérées par la rétroaction de l'AGN de la BCG (e.g. Cassano et al. 2008; Gitti et al. 2015; Gitti 2015; Bravi et al. 2016; Gendron-Marsolais et al. 2017; chapitre 2). Cette turbulence pourrait être causée par des ondes





**Figure 1.14. Gauche:** Observations en rayons X du télescope spatial *Chandra* du coeur de l’amas de galaxies Persée, filtrées en y appliquant le filtre de gradient de Gauss (GGM – *Gaussian Gradient Magnitude*; voir Sanders et al. 2016) pour faire ressortir les contrastes et détecter les changements abrupts en densité. Ceci permet de voir les changements de brillance en rayons X et non uniquement l’émission totale de rayons X comme au panneau de gauche de la figure 2.1 pour l’amas de galaxies PKS 0745-191. La structure en spirale est due au mouvement d’oscillation du gaz dans le puits de potentiel gravitationnel de l’amas. Les cavités rayons X, entourées de faibles chocs, sont visibles ainsi que les fronts froids et les ondulations dans le gaz dues aux ondes sonores. Crédit : Sanders et al. (2016). **Droite:** Image de *Chandra* en rayons X de l’amas de galaxies RX J1720.1+2638, filtrée pour faire ressortir les contrastes. Les contours représentent les données radio du VLA (1,5 GHz, configuration B) du mini-halo dans cet amas. L’arc noir représente la position du front froid qui contraint le mini-halo. Crédit : Mazzotta & Giacintucci (2008).

sonores, générées par la rétroaction de l’AGN de la BCG, qui se propagent dans l’ICM (e.g. Fabian et al., 2017). Ces ondes sonores peuvent être vues dans des observations profondes de *Chandra* et sont caractérisées par des ondulations, comme il est possible de voir dans l’image de *Chandra* de l’amas de Persée dans le panneau de gauche de la figure 1.14. La turbulence par la rétroaction de l’AGN est soutenue par des nouvelles observations VLA à des fréquences de 230 – 470 MHz de l’amas de Persée (Gendron-Marsolais et al., 2017).

Gendron-Marsolais et al. (2017) ont observé que le mini-halo est allongé dans la direction du système de cavités et cette corrélation spatiale serait en accord avec le scénario où la rétroaction de l’AGN injecterait de la turbulence dans l’ICM pour ré-accélérer les particules. Par contre, cette hypothèse a été beaucoup moins étudiée dans la littérature et sera donc étudiée en plus de détails au chapitre 2.

Finalement, différentes relations ont été étudiées entre les mini-halos et leur amas hôte pour essayer de comprendre l’origine de ces sources radio. Par exemple, la luminosité radio des mini-halos ( $10^{23} - 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ ) est corrélée avec la luminosité rayons X de l’amas (e.g. voir le panneau de droite de la figure 2.3 dans le chapitre 2; Cassano et al. 2008; Kale et al. 2013; Gitti et al. 2015; Giacintucci et al. 2019). Par contre, il n’y a pas de corrélation entre la puissance des mini-halos et la masse de l’amas (e.g. voir le panneau de gauche de la figure 2.3 dans le chapitre 2; Giacintucci et al. 2014a, 2019). Plusieurs autres relations seront étudiées et leur implication discutée dans le chapitre 2.

#### 1.4.2. Radio halos : radio halos géants

Les radio halos géants (voir le panneau de gauche de la figure 1.15 pour un exemple) sont des larges structures diffuses de morphologie régulière localisées au centre d’amas de galaxies et qui ont des tailles de  $\sim 1 - 2$  Mpc de diamètre. Ils sont normalement trouvés dans les amas des galaxies à coeur non-froid, c’est-à-dire qu’ils ont été impliqués récemment dans une fusion majeure entre deux amas (Giovannini et al., 1999; Buote, 2001; Thierbach et al., 2003; Giovannini et al., 2009; Cassano et al., 2010; Feretti et al., 2012; Cassano et al., 2013; Brunetti & Jones, 2014; Kale et al., 2015a). Quelques exceptions existent pour lesquelles un mini-halo et un radio halo géant ont tous deux été détectés dans un amas à coeur froid (voir section 2.5.3.2 pour des exemples; e.g. Storm et al. 2015; Venturi et al. 2017; Savini et al. 2018, 2019; van Weeren et al. 2019), ce qui pourrait pointer vers une origine commune (van Weeren et al., 2019). Il y a maintenant plus de 65 radio halos géants confirmés et près d’une trentaine de candidats (van Weeren et al., 2019). Ils ont un indice spectral entre  $-1,4 < \alpha < -1,1$  (e.g. Giovannini et al., 2009) et ne sont pas polarisés. Les radio halos géants suivent la distribution de l’émission rayons X du ICM et il y a même des études trouvant une corrélation entre l’émission radio et rayons X à chaque point de l’amas (e.g. Govoni et al., 2001; Feretti et al., 2001; Giacintucci et al., 2005; Brown & Rudnick, 2011;



**Figure 1.15.** Images à plusieurs longueurs d’onde d’amas de galaxies contenant de l’émission radio diffuse. Le gaz rayons X perturbé est montré en bleu et l’émission optique est en blanc/jaune. **Gauche:** L’amas de galaxies perturbé Abell 1758 ( $z = 0,279$ ) où un radio halo géant (en rose) est visible. L’image fait  $\sim 13'$   $\sim 3,3$  Mpc en largeur. Crédit : TIFR/GMRT/SAO/INAF/R. Cassano, S. Giacintucci (radio), NASA/CXC/SAO/M. Markevitch (rayons X), DSS (optique). **Centre:** L’amas de galaxies fortement perturbé RX J0603.3+4214 ou *Toothbrush Cluster* ( $z = 0,225$ ). Les trois radio reliques sont montrées en vert, tandis que la couleur bleue montre la distribution en masse (probablement formée à 80% de matière sombre) de l’amas, obtenue grâce aux effets de lentille gravitationnelle. L’image fait  $\sim 15,9'$   $\sim 3,5$  Mpc en largeur. Crédit : LOFAR/ASTRON, NCRA/TIFR/GMRT (radio), NASA/CXC/SAO/R. van Weeren et al. (rayons X), NAOJ/Subaru (optique). **Droite:** L’amas de galaxies perturbé Abell 1033 ( $z = 0,126$ ). L’émission radio (en bleu) montre le premier GReET observé, une émission seulement visible à basse fréquence (ici à 140 MHz avec LOFAR; de Gasperin et al. 2017), et un radio phoenix. L’image fait  $\sim 7,4'$   $\sim 1$  Mpc en largeur. Crédit : LOFAR/ASTRON (radio), NASA/CXC/Leiden Univ./F. de Gasperin et al. (rayons X), SDSS (optique).

Rajpurohit et al., 2018). De plus, la luminosité radio des halos à 1,4 GHz est corrélée à la luminosité rayons X de l’amas (Gitti et al., 2015) et à la masse de l’amas (e.g. Liang et al., 2000; Enßlin & Röttgering, 2002; Feretti, 2003; Cassano et al., 2013; Yuan et al., 2015). Cette corrélation confirme le lien entre les radio halos géants et les fusions majeures dû à leur ICM perturbé dans les rayons X (e.g. Feretti et al., 2000; Buote, 2001; Schuecker et al., 2001, 2002; Feretti, 2002; Giovannini & Feretti, 2002; Böhringer & Schuecker, 2002).

Tout comme pour les mini-halos, l'origine des radio halos géants est encore débattue. L'origine de ces sources pourrait être due au modèle hadronique (e.g. Dennison, 1980; Blasi & Colafrancesco, 1999; Dolag & Enßlin, 2000; Miniati et al., 2001; Pfrommer et al., 2008; Keshet & Loeb, 2010; Enßlin et al., 2011) ou au modèle de la ré-accélération d'une population d'électrons par de puissantes turbulences dans l'ICM dues à des fusions majeures entre deux amas de galaxies ou entre un amas et un groupe de galaxies massif (e.g. Brunetti et al., 2001; Petrosian, 2001; Donnert et al., 2013; Donnert & Brunetti, 2014; Pinzke et al., 2017). Pour le modèle hadronique, contrairement aux mini-halos, les observations avec le télescope *Fermi*-Large Area (LAT) dans l'amas Coma qui contient le radio halo géant le plus près, auraient dû détecter des rayons gamma si le modèle hadronique était la cause des radio halos géants (Brunetti et al., 2012, 2017). Ce modèle ne peut donc pas être le seul responsable de l'origine des radio halos géants, mais pourrait fournir une partie des électrons nécessaires (Brunetti & Blasi, 2005; Brunetti & Lazarian, 2011). Ainsi, la ré-accélération par turbulence est acceptée comme étant le principal mécanisme pour générer les radio halos géants (e.g. Shimwell et al., 2016; de Gasperin et al., 2017).

### 1.4.3. Chocs radio de l'amas ou radio reliques

Les radio reliques (voir le panneau central de la figure 1.15 pour un exemple) sont des larges sources ( $\sim 1$  Mpc) allongées qui montrent un haut niveau de polarisation ( $\gtrsim 10\%$  à des fréquences de l'ordre du GHz) et sont habituellement situées en périphérie d'un amas de galaxies perturbé (e.g. van Weeren et al., 2010; Brügger et al., 2011; Bonafede et al., 2012; Brügger et al., 2012; Ferretti et al., 2012; Stroe et al., 2013; van Weeren et al., 2016, 2017). Elles sont associées avec une onde de choc et c'est pourquoi elles sont situées dans une région spécifique de l'amas contrairement aux radio halos. Une trentaine de radio reliques sont connues à ce jour (van Weeren et al., 2019). Elles sont parfois aperçues en paires, de chaque côté de l'amas (e.g. Bagchi et al., 2006; van Weeren et al., 2010) Leur formation est fort probablement liée aux ondes de chocs produites par la fusion d'amas, en raison de leur forte polarisation qui indique un alignement des champs magnétiques à l'emplacement de la relique, ce qui est facilement expliqué par à une compression du champ magnétique par une onde de choc (e.g. van Weeren et al., 2010). Par contre, comme pour les radio halos, il

faut une population d'électrons avec suffisamment d'énergie initiale pour qu'elle puisse être ré-accélérée par les ondes de chocs (e.g. van Weeren et al., 2017).

#### 1.4.4. Sources de plasma fossile réanimées

Cette classe regroupe les sources qui ont été ré-énergisées par des processus dans l'ICM non reliés à la galaxie radio (voir le panneau de droite de la figure 1.15 pour un exemple). Il existe une vingtaine d'observations de ces sources et une dizaine de candidates (van Weeren et al., 2019). Par contre, leur origine et leurs connexions aux ondes de chocs de l'amas sont peu connues. Les caractéristiques communes de cette classe sont que le plasma formant la source provient de l'AGN et que leur spectre radio montre que ces particules radio sont vieilles et ont perdu beaucoup d'énergie. Les radio phoenix ont des morphologies irrégulières et sont relativement petits, soit un maximum de quelques kpc (Kempner et al., 2004), et tracerait possiblement le plasma radio de vieilles activités de l'AGN. Les GReET sont des queues de galaxies radio qui sont tranquillement ré-énergisées et ont un indice spectral presque plat (de Gasperin et al., 2017), mais uniquement trois GReET sont connues (van Weeren et al., 2019) et donc elles sont très peu comprises.

### 1.5. Description de ce mémoire

Le but de ce projet est de mieux comprendre l'impact des AGNs dans les BCGs sur leur environnement. Pour ce faire, nous avons décidé de déterminer si les AGNs centraux dans les amas de galaxies auraient un rôle à jouer dans la formation des mini-halos, car tel que discuté précédemment, l'origine de ces sources d'émission diffuse n'est pas encore bien comprise. Nous avons décidé de nous concentrer sur l'hypothèse de la ré-accélération des particules relativistes par turbulence due à la rétroaction de l'AGN de la BCG. L'étude présentée vise donc dans un premier temps à recueillir tous les mini-halos trouvés dans la littérature ainsi que de présenter deux nouveaux mini-halos découverts par notre collaboration grâce à des observations dans le domaine radio du VLA et soutenus par des observations rayons X de *Chandra*. Il est à noter que les trois nouveaux mini-halos de Giacintucci et al. (2019) (A907, A2667 et PSZ1 G139.61+24.20) ne sont pas inclus dans ce recensement, puisque cette étude a été publiée par *The Astrophysical Journal* après la soumission du chapitre 2 à une revue scientifique. Ensuite, les propriétés de ces sources diffuses sont comparées à

plusieurs propriétés de l'amas de galaxies hôte ainsi que de l'AGN de la BCG, incluant l'émission  $BCG_{\text{steep}}$  et la puissance des cavités. Ces deux dernières propriétés permettront tout particulièrement d'étudier si oui ou non l'AGN de la BCG est lié au mini-halo de cet amas, et donc si la turbulence par la rétroaction de l'AGN reste une possibilité pour l'origine des mini-halos. Le chapitre 2 est constitué d'un article qui a été soumis le 28 juin 2019 à la revue scientifique *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (MNRAS, N° de référence : MN-19-2328-MJ) et qui présente les résultats obtenus et l'analyse faite dans le cadre de ce projet de recherche. On y retrouve les détails de la revue de littérature, les différentes observations ainsi que la réduction des données. L'analyse des relations, ainsi que la discussion des implications y sont aussi présentées.

Finalement, au chapitre 3, les éléments importants de ce mémoire seront récapitulés et la suite sera discutée.

## 1.6. Déclaration de l'étudiante

Je, Annabelle Richard-Laferrrière, déclare que ce mémoire est mien. Ce mémoire provient de mon propre travail sauf pour certaines sections et figures spécifiquement indiquées. Dans cette section, la contribution des chercheurs à l'article présenté au chapitre 2 sera expliquée. Il est à noter que le format de l'article a été modifié afin de répondre aux exigences de l'Université de Montréal face à la présentation d'un mémoire de maîtrise. De plus, j'ai rédigé l'ensemble de la revue de littérature du chapitre 1, présentant les éléments théoriques nécessaires pour la compréhension de l'étude faite dans ce mémoire. Les figures de ce chapitre sont pour la plupart prises du travail d'autres auteurs, mais leur travail est toujours clairement crédité dans le titre des figures.

Au chapitre 2, j'ai construit l'échantillon des radio mini-halos présenté au tableau 2.1 et recueilli l'information de chaque amas de galaxies contenant un mini-halo et de son mini-halo. La provenance de chacun de ces paramètres est clairement indiquée dans le tableau 2.1. J'ai généré tous les tableaux et les figures de l'article, à l'exception des figures 2.1 et 2.2. Ces figures ont été générées par Julie Hlavacek-Larrondo, ma directrice de recherche. Les 118,1 ks d'observations rayons X de PKS 0745-191 (figure 2.1) ont été obtenues, réduites et analysées par Jeremy Sanders, et ont été présentées pour la première fois dans Sanders et al. (2014). Les 5h d'observations radio en configuration A à 1 – 2 GHz de PKS 0745-191 (figure 2.1) ont

été obtenues par Jeremy Sanders et réduites par Greg Taylor. De plus, Greg Taylor a identifié l'émission radio diffuse comme étant un mini-halo, mais j'ai fait l'analyse de cette émission, c'est-à-dire que j'ai calculé la puissance radio et la taille du mini-halo en utilisant l'ensemble de logiciels *Common Astronomy Software Application* (CASA; McMullin et al. 2007). Pour l'amas MACS J1447.4+0827, les 68 ks d'observations rayons X et les 9h d'observations radio à 1 – 2 GHz (3h chaque pour les configurations A, B et C) ont toutes été obtenues par Julie Hlavacek-Larrondo. Les observations ont été réduites et analysées par Myriam Latulippe et Myriam Prasow-Émond. Les rayons de refroidissement manquants dans la littérature ont été calculés par Carter Rhea en utilisant le code informatique qu'il a développé à cet effet (pour les amas présents dans le tableau 2.2) ou ont été estimés par moi-même sur des profils de temps de refroidissement en fonction du rayon provenant de la littérature (pour PKS 0745-191 et Persée). Les tailles des mini-halos des amas de galaxies A1068, A3444, AS780 et RX J2129.6+005 ont été estimées par moi-même basé sur des images radio provenant de la littérature. Finalement, les valeurs des flux de  $BCG_{steep}$  et  $BCG_{core}$  non trouvées dans Hogan et al. (2015) proviennent de Alastair Edge. Le code informatique pour trouver la valeur des puissances et des luminosités à partir des flux en corrigeant pour notre cosmologie a été élaboré et écrit par moi-même, tout comme les codes informatiques permettant de générer les figures 2.3 à 2.8 ainsi que les paramètres de corrélation présentés au tableau 2.3. Par contre, Rodrigo Nemmen m'a fourni le code informatique, que j'ai modifié pour mon usage, permettant d'appliquer les algorithmes de régression BCES-bisector et BCES-orthogonal à mes données. Il m'a aussi offert une aide précieuse dans la compréhension des méthodes BCES-bisector et BCES-orthogonal et dans l'utilisation du bootstrapping. Finalement, en tant que première auteure, j'ai écrit la première ébauche de l'article présenté au chapitre 2, sauf  $\sim 15\%$  de la discussion (section 2.5) faite par Julie Hlavacek-Larrondo. Il a ensuite été révisé et modifié par ma directrice de recherche Julie Hlavacek-Larrondo, puis a fait l'objet de révisions suite à tous les commentaires des co-auteurs. Je dois aussi à Julie Hlavacek-Larrondo l'idée de base de cette étude, ainsi que sa participation à l'interprétation des relations.

Les sept congrès où j'ai présenté mes résultats de maîtrise sont énumérés et décrits à l'annexe A ainsi que deux autres présentations faites dans le cadre d'un Symposium et d'une

entrevue. J'ai rédigé les résumés nécessaires pour présenter toutes les conférences et affiches énumérées dans cette annexe et préparé l'ensemble de celles-ci.

J'ai écrit une demande de temps à titre d'investigatrice principale au cours de ma maîtrise pour laquelle on m'a octroyé 2h d'observations sur le Télescope Canada-France-Hawaï'i (CFHT, situé au sommet du volcan Mauna Kea à Hawaï'i) avec l'instrument SITELLE sur la galaxie M87 de l'amas de galaxies Virgo, et pour laquelle j'ai été en charge de la préparation des observations. J'ai aussi participé à deux demandes de temps obtenues (27h sur le CFHT) et deux demandes de temps soumises et en attente de décision (42h sur le VLA), et j'ai été en charge de la préparation des observations (la phase 2) pour des observations du VLA pour MS 0735.6+7421 (voir l'annexe B pour la liste complète de mes demandes de temps). Finalement, durant ma maîtrise, j'ai observé durant une dizaine de nuits à l'observatoire du Mont-Mégantic en mode queue avec les instruments CPAPIR et PESTO.

Cette maîtrise a été financée principalement par le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) via le programme de bourses d'études supérieures du Canada au niveau de la maîtrise (BESC M), par le Fonds de recherche du Québec - Nature et technologies (FRQNT) via la bourse de 2e et 3e cycles sous la bourse #209839 et par la Faculté des études supérieures et postdoctorales (FESP) de l'Université de Montréal via la bourse d'excellence *Réussite étudiante aux cycles supérieurs*. De plus, un stage à Texas A&M University aux États-Unis de septembre à décembre 2018 a été permis grâce au CRSNG via le programme de bourses d'études supérieures du Canada – Suppléments pour études à l'étranger Michael-Smith et grâce au programme de stages internationaux du FRQNT via le regroupement stratégique du Centre de Recherche en Astrophysique du Québec (CRAQ).

## Bibliographie

Ahnen M. L., et al., 2016, *A&A*, 589, A33

Aleksić J., et al., 2010, *ApJ*, 710, 634

Aleksić J., et al., 2012, *A&A*, 541, A99

Alexander D. M., Hickox R. C., 2012, , 56, 93

Allen S. W., Dunn R. J. H., Fabian A. C., Taylor G. B., Reynolds C. S., 2006, *MNRAS*, 372,

21

Antonucci R., 1993, *ARA&A*, 31, 473



Antonucci R. R. J., Cohen R. D., 1983, *ApJ*, 271, 564

Arnaud M., Rothenflug R., Boulade O., Vigroux L., Vangioni-Flam E., 1992, *A&A*, 254, 49

Ascasibar Y., Markevitch M., 2006, *ApJ*, 650, 102

Bagchi J., Durret F., Neto G. B. L., Paul S., 2006, *Science*, 314, 791

Balick B., Brown R. L., 1974, *ApJ*, 194, 265

Begelman M. C., Blandford R. D., Rees M. J., 1984, *Reviews of Modern Physics*, 56, 255

Bennert N., Falcke H., Schulz H., Wilson A. S., Wills B. J., 2002, *ApJ*, 574, L105

Bernardi M., Sheth R. K., Tundo E., Hyde J. B., 2007, *ApJ*, 660, 267

Bertschinger E., Meiksin A., 1986, *ApJ*, 306, L1

Bîrzan L., Rafferty D. A., McNamara B. R., Wise M. W., Nulsen P. E. J., 2004, *ApJ*, 607, 800

Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, 199, 883

Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433

Blasi P., Colafrancesco S., 1999, *Astroparticle Physics*, 12, 169

Blumenthal G. R., Faber S. M., Primack J. R., Rees M. J., 1984, *Nature*, 311, 517

Boehle A., et al., 2016, *ApJ*, 830, 17

Boehringer H., Voges W., Fabian A. C., Edge A. C., Neumann D. M., 1993, *MNRAS*, 264, L25

Bonafede A., et al., 2012, *MNRAS*, 426, 40

Böringer H., Schuecker P., 2002, in Feretti L., Gioia I. M., Giovannini G., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters*. pp 133–162, doi:10.1007/0-306-48096-4\_5

Branduardi-Raymont G., Fabricant D., Feigelson E., Gorenstein P., Grindlay J., Soltan A., Zamorani G., 1981, *ApJ*, 248, 55

Bravi L., Gitti M., Brunetti G., 2016, *MNRAS*, 455, L41

Brown S., Rudnick L., 2011, *MNRAS*, 412, 2

Brüggen M., van Weeren R. J., Röttgering H. J. A., 2011, , 82, 627

Brüggen M., Bykov A., Ryu D., Röttgering H., 2012, *Space Sci. Rev.*, 166, 187

Brunetti G., Blasi P., 2005, *MNRAS*, 363, 1173

Brunetti G., Jones T. W., 2014, *International Journal of Modern Physics D*, 23, 1430007

Brunetti G., Lazarian A., 2011, *MNRAS*, 410, 127

Brunetti G., Setti G., Feretti L., Giovannini G., 2001, MNRAS, 320, 365

Brunetti G., Blasi P., Reimer O., Rudnick L., Bonafede A., Brown S., 2012, MNRAS, 426, 956

Brunetti G., Zimmer S., Zandanel F., 2017, MNRAS, 472, 1506

Camenzind M., 1990, Reviews in Modern Astronomy, 3, 234

Capetti A., Axon D. J., Macchetto F., Sparks W. B., Boksenberg A., 1996, ApJ, 469, 554

Carilli C. L., Taylor G. B., 2002, ARA&A, 40, 319

Carilli C. L., Perley R. A., Dreher J. W., Leahy J. P., 1991, ApJ, 383, 554

Carilli C. L., Perley R. A., Harris D. E., 1994, MNRAS, 270, 173

Carroll B. W., Ostlie D. A., 2006, An Introduction to Modern Astrophysics, 2 edition edn. Addison-Wesley, San Francisco

Carter D., 1977, MNRAS, 178, 137

Cassano R., Gitti M., Brunetti G., 2008, A&A, 486, L31

Cassano R., et al., 2013, ApJ, 777, 141

Churazov E., Brügggen M., Kaiser C. R., Böhringer H., Forman W., 2001, ApJ, 554, 261

Churazov E., Sunyaev R., Forman W., Böhringer H., 2002, MNRAS, 332, 729

Churazov E., Forman W., Jones C., Böhringer H., 2003, ApJ, 590, 225

Churazov E., Sazonov S., Sunyaev R., Forman W., Jones C., Böhringer H., 2005, MNRAS, 363, L91

Clarke T. E., Kronberg P. P., Böhringer H., 2001, ApJ, 547, L111

Clausius R., 1870, De la fonction potentielle du Potentiel. Gauthier Villard

Cohen R. D., Rudy R. J., Puetter R. C., Ake T. B., Foltz C. B., 1986, ApJ, 311, 135

Crawford C. S., Allen S. W., Ebeling H., Edge A. C., Fabian A. C., 1999, MNRAS, 306, 857

De Lucia G., Blaizot J., 2007, MNRAS, 375, 2

Denney K. D., et al., 2014, ApJ, 796, 134

Dennison B., 1980, ApJ, 239, L93

Di Matteo T., Springel V., Hernquist L., 2005, Nature, 433, 604

Dolag K., Enßlin T. A., 2000, A&A, 362, 151

Donahue M., Mack J., Voit G. M., Sparks W., Elston R., Maloney P. R., 2000, ApJ, 545, 670

Donnert J., Brunetti G., 2014, MNRAS, 443, 3564

Donnert J., Dolag K., Brunetti G., Cassano R., 2013, MNRAS, 429, 3564  
 Dressler A., 1979, ApJ, 231, 659  
 Dunn R. J. H., Fabian A. C., 2004, MNRAS, 355, 862  
 Dunn R. J. H., Fabian A. C., 2006, MNRAS, 373, 959  
 Edge A. C., 2001, MNRAS, 328, 762  
 Edge A. C., Frayer D. T., 2003, ApJ, 594, L13  
 Edge A. C., Stewart G. C., 1991, MNRAS, 252, 414  
 Edge A. C., Stewart G. C., Fabian A. C., 1992, MNRAS, 258, 177  
 Edwards L. O. V., Hudson M. J., Balogh M. L., Smith R. J., 2007, MNRAS, 379, 100  
 Elitzur M., 2012, ApJ, 747, L33  
 Elitzur M., Ho L. C., Trump J. R., 2014, MNRAS, 438, 3340  
 Enßlin T. A., Röttgering H., 2002, A&A, 396, 83  
 Enßlin T., Pfrommer C., Miniati F., Subramanian K., 2011, A&A, 527, A99  
 Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019, ApJ, 875, L1  
 Fabian A. C., 1994, ARA&A, 32, 277  
 Fabian A. C., 2012, ARA&A, 50, 455  
 Fabian A. C., Nulsen P. E. J., Canizares C. R., 1984, Nature, 310, 733  
 Fabian A. C., Mushotzky R. F., Nulsen P. E. J., Peterson J. R., 2001, MNRAS, 321, L20  
 Fabian A. C., Sanders J. S., Allen S. W., Crawford C. S., Iwasawa K., Johnstone R. M.,  
 Schmidt R. W., Taylor G. B., 2003, MNRAS, 344, L43  
 Fabian A. C., Johnstone R. M., Sanders J. S., Conselice C. J., Crawford C. S., Gallagher  
 J. S. I., Zweibel E., 2008, Nature, 454, 968  
 Fabian A. C., et al., 2011, MNRAS, 418, 2154  
 Fabian A. C., et al., 2016, MNRAS, 461, 922  
 Fabian A. C., Walker S. A., Russell H. R., Pinto C., Sanders J. S., Reynolds C. S., 2017,  
 MNRAS, 464, L1  
 Feretti L., 2002, in Pramesh Rao A., Swarup G., Gopal-Krishna eds, IAU Symposium Vol.  
 199, The Universe at Low Radio Frequencies. p. 133  
 Feretti L., 2003, in Bowyer S., Hwang C.-Y., eds, Astronomical Society of the Pacific Confe-  
 rence Series Vol. 301, Matter and Energy in Clusters of Galaxies. p. 143  
 Feretti L., Giovannini G., 1996, in Ekers R. D., Fanti C., Padrielli L., eds, IAU Symposium

- Vol. 175, Extragalactic Radio Sources. p. 333
- Feretti L., Brunetti G., Giovannini G., Govoni F., Setti G., 2000, in *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*. p. 4.3.4 ([arXiv:astro-ph/0009346](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009346))
- Feretti L., Fusco-Femiano R., Giovannini G., Govoni F., 2001, *A&A*, 373, 106
- Feretti L., Giovannini G., Govoni F., Murgia M., 2012, *A&ARv*, 20, 54
- Ferrari C., Govoni F., Schindler S., Bykov A. M., Rephaeli Y., 2008, *Space Sci. Rev.*, 134, 93
- Forman W., et al., 2005, *ApJ*, 635, 894
- Fujita Y., Kohri K., Yamazaki R., Kino M., 2007, *ApJ*, 663, L61
- Gaetz T. J., 1989, *ApJ*, 345, 666
- Gendron-Marsolais M., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 3872
- Ghizzardi S., Rossetti M., Molendi S., 2010, *A&A*, 516, A32
- Giacintucci S., et al., 2005, *A&A*, 440, 867
- Giacintucci S., Markevitch M., Venturi T., Clarke T. E., Cassano R., Mazzotta P., 2014a, *ApJ*, 781, 9
- Giacintucci S., Markevitch M., Brunetti G., ZuHone J. A., Venturi T., Mazzotta P., Bourdin H., 2014b, *ApJ*, 795, 73
- Giacintucci S., Markevitch M., Cassano R., Venturi T., Clarke T. E., Brunetti G., 2017, *ApJ*, 841, 71
- Giacintucci S., Markevitch M., Cassano R., Venturi T., Clarke T. E., Kale R., Cuciti V., 2019, *ApJ*, 880, 70
- Giovannini G., Feretti L., 2002, in Feretti L., Gioia I. M., Giovannini G., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol. 272, Merging Processes in Galaxy Clusters*. pp 197–227, doi:10.1007/0-306-48096-4\_7
- Giovannini G., Bonafede A., Feretti L., Govoni F., Murgia M., Ferrari F., Monti G., 2009, *A&A*, 507, 1257
- Gitti M., 2015, in *The Many Facets of Extragalactic Radio Surveys: Towards New Scientific Challenges*. p. 43
- Gitti M., Brunetti G., Setti G., 2002, *A&A*, 386, 456
- Gitti M., et al., 2015, in *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*. p. 76 ([arXiv:1412.5664](https://arxiv.org/abs/1412.5664))

Gonzalez A. H., Zabludoff A. I., Zaritsky D., 2003, , 285, 67

Govoni F., Feretti L., 2004, International Journal of Modern Physics D, 13, 1549

Govoni F., Enßlin T. A., Feretti L., Giovannini G., 2001, A&A, 369, 441

Haarsma D. B., et al., 2010, ApJ, 713, 1037

Haggard D., Cool A. M., Heinke C. O., van der Marel R., Cohn H. N., Lugger P. M., Anderson J., 2013, ApJ, 773, L31

Häring N., Rix H.-W., 2004, ApJ, 604, L89

Hartle J. B., 2003, Gravity : an introduction to Einstein's general relativity. Pearson Education

Hlavacek-Larrondo J., et al., 2013, ApJ, 777, 163

Hlavacek-Larrondo J., et al., 2015, ApJ, 805, 35

Hoessel J. G., Oegerle W. R., Schneider D. P., 1987, AJ, 94, 1111

Hogan M. T., et al., 2015, MNRAS, 453, 1201

Hopkins P. F., Narayan R., Hernquist L., 2006, ApJ, 643, 641

Johnstone R. M., Fabian A. C., Nulsen P. E. J., 1987, MNRAS, 224, 75

Jones C., Forman W., 1999, ApJ, 511, 65

Kaastra J. S., Ferrigno C., Tamura T., Paerels F. B. S., Peterson J. R., Mittaz J. P. D., 2001, A&A, 365, L99

Kale R., Venturi T., Giacintucci S., Dallacasa D., Cassano R., Brunetti G., Macario G., Athreya R., 2013, A&A, 557, A99

Kale R., et al., 2015, A&A, 579, A92

Kempner J. C., Blanton E. L., Clarke T. E., Enßlin T. A., Johnston-Hollitt M., Rudnick L., 2004, in Reiprich T., Kempner J., Soker N., eds, The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of galaxies. p. 335 ([arXiv:astro-ph/0310263](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310263))

Kerr R. P., 1963, Physical Review Letters, 11, 237

Keshet U., Loeb A., 2010, ApJ, 722, 737

Kim K. T., Kronberg P. P., Dewdney P. E., Landecker T. L., 1990, ApJ, 355, 29

Kormendy J., Ho L. C., 2013, ARA&A, 51, 511

Kravtsov A. V., Borgani S., 2012, ARA&A, 50, 353

Krolik J. H., Begelman M. C., 1988, ApJ, 329, 702

Kronberg P. P., 2003, in Bowyer S., Hwang C.-Y., eds, Astronomical Society of the Pacific

- Conference Series Vol. 301, Matter and Energy in Clusters of Galaxies. p. 169
- Laganá T. F., Andrade-Santos F., Lima Neto G. B., 2010, *A&A*, 511, A15
- Lauer T. R., et al., 2007, *ApJ*, 662, 808
- Lea S. M., Silk J., Kellogg E., Murray S., 1973, *ApJ*, 184, L105
- Liang H., Hunstead R. W., Birkinshaw M., Andreani P., 2000, *ApJ*, 544, 686
- Lynden-Bell D., 1969, *Nature*, 223, 690
- Markevitch M., Vikhlinin A., 2007, *Phys. Rep.*, 443, 1
- Markevitch M., Vikhlinin A., Mazzotta P., 2001, *ApJ*, 562, L153
- Markevitch M., Vikhlinin A., Forman W. R., 2003, in Bowyer S., Hwang C.-Y., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 301, Matter and Energy in Clusters of Galaxies*. p. 37 ([arXiv:astro-ph/0208208](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208208))
- Matthews T. A., Morgan W. W., Schmidt M., 1964, *ApJ*, 140, 35
- Mazzotta P., Giacintucci S., 2008, *ApJ*, 675, L9
- Mazzotta P., Markevitch M., Vikhlinin A., Forman W. R., David L. P., van Speybroeck L., 2001, *ApJ*, 555, 205
- Mazzotta P., Edge A. C., Markevitch M., 2003, *ApJ*, 596, 190
- McDonald M., Veilleux S., Rupke D. S. N., Mushotzky R., 2010, *ApJ*, 721, 1262
- McDonald M., Gaspari M., McNamara B. R., Tremblay G. R., 2018, *ApJ*, 858, 45
- McElroy R. E., et al., 2016, *A&A*, 593, L8
- McNamara B. R., Nulsen P. E. J., 2007, *ARA&A*, 45, 117
- McNamara B. R., Nulsen P. E. J., 2012, *New Journal of Physics*, 14, 055023
- McNamara B. R., O'Connell R. W., 1989, *AJ*, 98, 2018
- McNamara B. R., et al., 2000, *ApJ*, 534, L135
- Mewe R., 1999, *Atomic Physics of Hot Plasmas*. Springer, p. 109, doi:10.1007/978-3-540-49199-6\_2
- Mezcua M., 2017, *International Journal of Modern Physics D*, 26, 1730021
- Million E. T., Allen S. W., 2009, *MNRAS*, 399, 1307
- Miniati F., Jones T. W., Kang H., Ryu D., 2001, *ApJ*, 562, 233
- Minkowski R., 1957, in van de Hulst H. C., ed., *IAU Symposium Vol. 4, Radio astronomy*. p. 107
- Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A., 1973, *Gravitation*. Princeton University Press

Mitchell R. J., Dickens R. J., Burnell S. J. B., Culhane J. L., 1979, MNRAS, 189, 329

Mo H., van den Bosch F., White S., 2010, Galaxy Formation and Evolution. Cambridge University Press, doi:10.1017/CBO9780511807244

Montgomery C., Orchiston W., Whittingham I., 2009, Journal of Astronomical History and Heritage, 12, 90

Morris R. G., Fabian A. C., 2003, MNRAS, 338, 824

Mushotzky R. F., Loewenstein M., 1997, ApJ, 481, L63

Mushotzky R. F., Serlemitsos P. J., Smith B. W., Boldt E. A., Holt S. S., 1978, ApJ, 225, 21

Narayan R., McClintock J. E., 2008, , 51, 733

Nenkova M., Sirocky M. M., Ivezić Ž., Elitzur M., 2008a, ApJ, 685, 147

Nenkova M., Sirocky M. M., Nikutta R., Ivezić Ž., Elitzur M., 2008b, ApJ, 685, 160

Netzer H., 2013, The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei. Cambridge University Press, doi:10.1017/CBO9781139109291

Netzer H., 2015, ARA&A, 53, 365

Oegerle W. R., Hoessel J. G., 1991, ApJ, 375, 15

Oemler A., 1973, ApJ, 180, 11

Oemler A. J., 1976, ApJ, 209, 693

Osterbrock D. E., 1977, ApJ, 215, 733

Owers M. S., Nulsen P. E. J., Couch W. J., Markevitch M., 2009, ApJ, 704, 1349

Peebles P. J. E., Yu J. T., 1970, ApJ, 162, 815

Penston M. V., Perez E., 1984, MNRAS, 211, 33P

Peterson J. R., Fabian A. C., 2006, Phys. Rep., 427, 1

Peterson J. R., et al., 2001, A&A, 365, L104

Peterson J. R., Kahn S. M., Paerels F. B. S., Kaastra J. S., Tamura T., Bleeker J. A. M., Ferrigno C., Jernigan J. G., 2003, ApJ, 590, 207

Petrosian V., 2001, ApJ, 557, 560

Pfrommer C., Enßlin T. A., Springel V., 2008, MNRAS, 385, 1211

Pinzke A., Oh S. P., Pfrommer C., 2017, MNRAS, 465, 4800

Press W. H., Schechter P., 1974, ApJ, 187, 425

Raban D., Jaffe W., Röttgering H., Meisenheimer K., Tristram K. R. W., 2009, MNRAS, 394, 1325

Rafferty D. A., McNamara B. R., Nulsen P. E. J., Wise M. W., 2006, ApJ, 652, 216

Raimundo S. I., Vestergaard M., Koay J. Y., Lawther D., Casasola V., Peterson B. M., 2019, MNRAS, 486, 123

Rajpurohit K., et al., 2018, ApJ, 852, 65

Rosati P., Borgani S., Norman C., 2002, ARA&A, 40, 539

Rosswog S., Brüggem M., 2011, Introduction to High-Energy Astrophysics. Cambridge University Press

Ruffini R., Wheeler J. A., 1971, Physics Today, 24, 30

Russell H. R., McNamara B. R., Edge A. C., Hogan M. T., Main R. A., Vantyghem A. N., 2013, MNRAS, 432, 530

Salpeter E. E., 1964, ApJ, 140, 796

Sanders J. S., Fabian A. C., Hlavacek-Larrondo J., Russell H. R., Taylor G. B., Hofmann F., Tremblay G., Walker S. A., 2014, MNRAS, 444, 1497

Sanders J. S., Fabian A. C., Russell H. R., Walker S. A., Blundell K. M., 2016, MNRAS, 460, 1898

Sani E., Marconi A., Hunt L. K., Risaliti G., 2011, MNRAS, 413, 1479

Sarazin C. L., 1986, Reviews of Modern Physics, 58, 1

Sarazin C. L., 1988, X-ray emission from clusters of galaxies. Cambridge University Press

Sarazin C. L., 2003, Physics of Plasmas, 10, 1992

Savini F., et al., 2018, MNRAS, 478, 2234

Savini F., et al., 2019, A&A, 622, A24

Schawinski K., Koss M., Berney S., Sartori L. F., 2015, MNRAS, 451, 2517

Schneider P., 2006, Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction. Springer-Verlag Berlin Heidelberg

Schödel R., et al., 2002, Nature, 419, 694

Schombert J. M., 1986, ApJS, 60, 603

Schombert J. M., 1987, ApJS, 64, 643

Schuecker P., Böhringer H., Reiprich T. H., Feretti L., 2001, A&A, 378, 408

Schuecker P., Böhringer H., Feretti L., 2002, Highlights of Astronomy, 12, 519



Schwarzschild K., 1916, Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907, 1916, 189

Shankar F., et al., 2016, MNRAS, 460, 3119

Shapovalova A. I., Popović L. Č., Burenkov A. N., Chavushyan V. H., Ilić D., Kovačević A., Bochkarev N. G., León-Tavares J., 2010, A&A, 509, A106

Shimwell T. W., et al., 2016, MNRAS, 459, 277

Silk J., 1976, ApJ, 208, 646

Silk J., Rees M. J., 1998, A&A, 331, L1

Smith B. W., Mushotzky R. F., Serlemitsos P. J., 1979, ApJ, 227, 37

Smith R. K., Brickhouse N. S., Liedahl D. A., Raymond J. C., 2001, ApJ, 556, L91

Stern D., et al., 2018, ApJ, 864, 27

Storm E., Jeltama T. E., Rudnick L., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 448, 2495

Stroe A., van Weeren R. J., Intema H. T., Röttgering H. J. A., Brüggem M., Hoeft M., 2013, A&A, 555, A110

Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253

Taylor G. B., Allen S. W., Fabian A. C., 1999, in Boehringer H., Feretti L., Schuecker P., eds, Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters. p. 77

Thierbach M., Klein U., Wielebinski R., 2003, A&A, 397, 53

Thuan T. X., Romanishin W., 1981, ApJ, 248, 439

Tohline J. E., Osterbrock D. E., 1976, ApJ, 210, L117

Tozzi P., Rosati P., Ettori S., Borgani S., Mainieri V., Norman C., 2003, ApJ, 593, 705

Tran H. D., 1995a, ApJ, 440, 565

Tran H. D., 1995b, ApJ, 440, 597

Tristram K. R. W., et al., 2007, A&A, 474, 837

Tucker W. H., Rosner R., 1983, ApJ, 267, 547

Urry C. M., Padovani P., 1995, , 107, 803

Vantyghe A. N., McNamara B. R., Russell H. R., Main R. A., Nulsen P. E. J., Wise M. W., Hoekstra H., Gitti M., 2014, MNRAS, 442, 3192

Venturi T., et al., 2017, A&A, 603, A125

Vikhlinin A., Kravtsov A., Forman W., Jones C., Markevitch M., Murray S. S., Van Speybroeck L., 2006, *ApJ*, 640, 691

Voigt L. M., Fabian A. C., 2004, *MNRAS*, 347, 1130

Voigt L. M., Schmidt R. W., Fabian A. C., Allen S. W., Johnstone R. M., 2002, *MNRAS*, 335, L7

Voit G. M., 2005, *Reviews of Modern Physics*, 77, 207

Voit G. M., Donahue M., 1995, *ApJ*, 452, 164

Von Der Linden A., Best P. N., Kauffmann G., White S. D. M., Von Der Linden A., Best P. N., Kauffmann G., White S. D. M., 2007, *MNRAS*, 379, 867

White D. A., Fabian A. C., 1995, *MNRAS*, 273, 72

White D. A., Jones C., Forman W., 1997, *MNRAS*, 292, 419

Wise M. W., McNamara B. R., Murray S. S., 2004, *ApJ*, 601, 184

Wise M. W., McNamara B. R., Nulsen P. E. J., Houck J. C., David L. P., 2007, *ApJ*, 659, 1153

Wu X.-P., Xue Y.-J., Fang L.-Z., 1999, *ApJ*, 524, 22

Yang Q., et al., 2018, *ApJ*, 862, 109

Zakamska N. L., Narayan R., 2003, *ApJ*, 582, 162

Zel'dovich Y. B., Novikov I. D., 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 246

Zhuravleva I., et al., 2014, *Nature*, 515, 85

ZuHone J. A., Markevitch M., Brunetti G., Giacintucci S., 2013, *ApJ*, 762, 78

ZuHone J. A., Brunetti G., Giacintucci S., Markevitch M., 2015, *ApJ*, 801, 146

de Gasperin F., et al., 2017, *Science Advances*, 3, e1701634

van Weeren R. J., Röttgering H. J. A., Brüggen M., Hoeft M., 2010, *Science*, 330, 347

van Weeren R. J., et al., 2016, *ApJ*, 818, 204

van Weeren R. J., et al., 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0005

van Weeren R. J., de Gasperin F., Akamatsu H., Brüggen M., Feretti L., Kang H., Stroe A., Zandanel F., 2019, *Space Sci. Rev.*, 215, 16

van den Bosch R. C. E., Gebhardt K., Gültekin K., Yıldırım A., Walsh J. L., 2015, *ApJS*, 218, 10

# Chapitre 2

---

## On the relation between mini-halos and AGN feedback in clusters of galaxies

A. Richard-Laferrrière,<sup>1</sup> J. Hlavacek-Larrondo,<sup>1</sup> M. Latulippe,<sup>1</sup> R. S. Nemmen,<sup>2</sup> M. Prasow-Émond,<sup>1</sup> G. B. Taylor,<sup>3</sup> A. C. Edge,<sup>4</sup> C. L. Rhea<sup>1</sup> A. C. Fabian,<sup>5</sup> M. Gendron-Marsolais,<sup>6</sup> M. T. Hogan,<sup>7,8</sup> J. S. Sanders,<sup>9</sup> and G. Demontigny<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-ville, Montréal H3C 3J7, Canada*

<sup>2</sup>*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Rua do Matão 1226, São Paulo 05508-090, Brazil*

<sup>3</sup>*Department of Physics and Astronomy, University of New Mexico, 1919 Lomas Blvd. NE, Albuquerque 87131, USA*

<sup>4</sup>*Department of Physics, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK*

<sup>5</sup>*Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK*

<sup>6</sup>*European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile*

<sup>7</sup>*Most recent affiliation: Department of Physics and Astronomy, University of Waterloo, Waterloo, ON, N2L 3G1, Canada*

<sup>8</sup>*Most recent affiliation: Perimeter Institute for Theoretical Physics, Waterloo, ON, N2L 2Y5, Canada*

<sup>9</sup>*Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Giessenbachstraße 1, Garching 85748,*

Cet article a été soumis à la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*  
(MNRAS) le 28 juin 2019.

## Résumé

L'avènement de nouvelles infrastructures à la fine pointe de la technologie en astronomie dans le domaine du radio a permis l'identification de nombreuses structures radio diffuses à grande échelle dans plusieurs amas de galaxies. Une de ces structures donne une signature observationnelle aux régions centrales très dynamiques des amas de galaxies à coeur froid, soit les sources diffuses classifiées comme des radio mini-halos. Leur origine n'est pas connue et ils sont extrêmement difficiles à découvrir, avec moins de trente publiés à ce jour. En se basant sur de nouvelles observations du VLA, nous avons découvert 2 mini-halos jusqu'à présent inconnus : un dans l'amas à coeur froid proche et massif nommé PKS 0745-191 ( $z = 0,1028$ ) et un dans l'amas à coeur froid massif MACS J1447.4+0827 ( $z = 0,3755$ ). De plus, en se basant sur une analyse détaillée de tous les mini-halos connus, nous avons exploré la relation entre les mini-halos et les processus de rétroaction de l'AGN de la galaxie centrale. Nous avons trouvé de fortes corrélations, jusqu'alors inconnues, entre la puissance radio des mini-halos et la puissance rayons X des cavités, et entre les puissances radio des mini-halos et des BCGs quand l'émission radio de l'AGN est décomposée spectralement en une composante venant des éjections passées et en une venant de l'accrétion en cours. Globalement, notre étude indique que les mini-halos sont directement connectés à l'AGN central dans les amas de galaxies. En se basant sur nos nouvelles corrélations, nous amenons l'hypothèse que la rétroaction de l'AGN pourrait être un des mécanismes dominants dans la création des mini-halos en injectant de l'énergie dans le milieu intra-amas et en ré-accélération une vieille population de particules. La rétroaction de l'AGN pourrait donc non seulement jouer un rôle essentiel pour contrer le refroidissement dans les amas de galaxies à coeur froid,

mais pourrait aussi jouer un rôle fondamental pour ré-energiser la population de particules non-thermiques dans les amas de galaxies.

**Mots-clés:** recensement – galaxies: amas de galaxies: général – galaxies: amas de galaxies: individuel (PKS 0745-191, MACS J1447.4+0827) – galaxies: amas de galaxies: milieu intra-amas – continuum radio: général – rayons X: galaxies: amas de galaxies

## Abstract

With the advent of new state-of-the-art facilities in radio astronomy, a variety of large-scale diffuse radio structures have been identified in many clusters. One of these gives an observational signature to the very dynamics central regions of cool core clusters, namely the diffuse sources classified as radio mini-halos. Their origin is unknown and they are challenging to discover with less than thirty published to date. Based on new VLA observations, we discovered 2 previously unknown mini-halos: one in the nearby and massive strong cool core cluster PKS 0745-191 ( $z = 0.1028$ ) and one in the massive cool core cluster MACS J1447.4+0827 ( $z = 0.3755$ ). More importantly, based on a detailed analysis of all known mini-halos, we explore the relation between mini-halos and AGN feedback processes from the central galaxy. We find evidence of strong, previously unknown correlations between mini-halo radio power and X-ray cavity power, and between mini-halo and BCG radio powers when spectrally decomposing the AGN radio emission into a component for past outbursts and one for ongoing accretion. Overall, our study indicates that mini-halos are directly connected to the central AGN in clusters. Based on these new correlations, we hypothesize that AGN feedback may be one of the dominant mechanisms giving rise to mini-halos by injecting energy into the intracluster medium and re-accelerating an old population of particles. AGN feedback may therefore not only play a vital role in offsetting cooling in cool core clusters, but it may also play a fundamental role in re-energizing the population of non-thermal particles in clusters.

**Keywords:** surveys – galaxies: clusters: general – galaxies: clusters: individual (PKS 0745-191, MACS J1447.4+0827) – galaxies: clusters: intracluster medium – radio continuum: general – X-ray: galaxies: clusters

## 2.1. Introduction

Galaxy clusters are extremely large ( $\approx 10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ ), gravitationally bound objects that consist mainly of dark matter, hot X-ray emitting gas known as the intracluster medium (ICM), and hundreds to thousands of galaxies. However, galaxy clusters also contain vast amounts of relativistic particles, as well as magnetic fields. Combined, these components produce strong synchrotron emission detectable at radio wavelengths that can reach cluster-wide sizes ranging from a few kpc to  $\sim 1$  Mpc (see Feretti et al. 2012; Brunetti & Jones 2014; van Weeren et al. 2019, for reviews); including structures known as giant radio halos and radio mini-halos. Giant radio halos consist of diffuse emission extending to the size of the cluster ( $\sim$ Mpc) and they are almost exclusively found in non-cool core clusters, meaning that the cluster was recently involved in a major (cluster-cluster) merger (Giovannini et al., 1999; Buote, 2001; Cassano et al., 2010). On the other hand, mini-halos, which are the central topic of this paper, are smaller and are found in cool core clusters (see Gitti et al. 2015 for a recent overview).

Cool core clusters are clusters that have not undergone major mergers in recent epochs. They exhibit highly peaked central X-ray surface brightness distributions, implying that the radiative cooling of the hot X-ray gas must be balanced by a source of heating, as the age of many clusters is larger than the radiative cooling times. Mechanical feedback from the central AGN is the candidate of choice to provide the required energy (e.g. McNamara & Nulsen 2012; Fabian 2012). This feedback comes from the powerful relativistic jets of the central AGN located in the Brightest Cluster Galaxy (BCG), which inflate bubbles filled with relativistic plasma displacing the ICM and creating X-ray cavities. The energy of these jets is then thought to be injected into the ICM through turbulence, shocks or sound waves, compensating its radiative losses (e.g. Birzan et al. 2004; Dunn & Fabian 2006; Rafferty et al. 2006; Hlavacek-Larrondo et al. 2015).

The majority of cool core clusters appear to host, in the BCG, a radio-loud AGN with powers of more than  $10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$  (e.g. Burns 1990; Best et al. 2007; Mittal et al. 2009; Hogan et al. 2015; Hogan et al. 2015b). However, the radio properties of those AGNs are very diverse, with a wide range of morphologies with some having core dominated morphologies, where we mainly see the unresolved accretion, and some FR-II type morphologies, where we mainly see the jets. The spectral indexes of AGNs are also very diverse, from steep to

inverted. Another interesting feature of those AGNs is their variability. Hogan et al. (2015b) studied the variability of AGNs in BCGs at high radio frequency (15 GHz – 353 GHz), and found that long-term (year-decade timescale) variability was common at 15 GHz with average annual amplitude variations of more than 1%. However, there is no strong variability on short (week-month) timescales at 15 GHz, but variations of more than 20% on a 6-month timescale at 150 GHz for 4 of 23 sources. An interesting and different way to study variability in AGNs was done in Hogan et al. (2015) where a large sample of BCGs was used to study their radio spectral energy distributions (SEDs) by decomposing them into a component related to the current accretion, the core emission, and one related to an ageing component traced by extended lobe or jet emission. In this paper, the authors were able to compare the current activity and the more time-averaged activity.

The main topic of this paper, radio mini-halos, consist of faint, diffuse radio structures found in relaxed, cool core clusters (e.g. Gitti et al. 2002, Govoni et al. 2009, Hlavacek-Larrondo et al. 2013, ZuHone et al. 2013 Giacintucci et al. 2014a, van Weeren et al. 2014, Kale et al. 2015a, Yuan et al. 2015). They have amorphous shapes, are smaller than galaxy clusters, but extend well beyond the host galaxy and to larger scales than the average size of the jetted emission produced by the Active Galactic Nucleus (AGN) in the BCG, jets having typical sizes of  $\sim 30$  kpc (e.g. Von Der Linden et al. 2007). Mini-halos also have very low surface brightnesses and steep radio spectra with typical spectral indices of  $\alpha < -1$ , where the flux density ( $S_\nu$ ) is defined as  $S_\nu \propto \nu^\alpha$  and  $\nu$  is the frequency (Giacintucci et al., 2014a).

Radio mini-halos typically fill the cooling regions of the cool core clusters, although some have been found to instead extend on Mpc scales in a few cool core clusters (Kale & Parekh, 2016; Sommer et al., 2017). However, the majority of radio mini-halos extend on  $\sim 50 - 300$  kpc scales, while giant radio halo of Mpc-size scales are typically found in massive non-cool core (merging) clusters. This discrepancy in their size and type of host cluster has been used as a way to differentiate them from one another. However, recently, Savini et al. (2018) discovered a cluster that appeared to harbor both a mini-halo at its core, as well as a very steep spectrum component extending to Mpc scales that was interpreted as a giant radio halo located outside the core. The origin of these diffuse radio structures is therefore still not well understood and remains an active topic of research with only thirty or so cool core clusters known to host mini-halos (Giacintucci et al., 2017). Extending the sample of

radio mini-halos and giant radio halos is therefore one of the ways we can further understand the origin and properties of these structures.

It is thought that the relativistic particles creating the radio emission in mini-halos may originate from the central AGN (e.g. Cassano et al. 2008), but the radiative cooling times are much shorter than the time required for them to reach the extent of the mini-halo (e.g. Taylor et al. 2002). This implies that the particles must be produced and/or re-accelerated in situ.

One possible mechanism proposed in the literature is based on hadronic models, in which new relativistic electrons are produced as secondary products from the interaction between relativistic cosmic-ray protons and thermal protons in the ICM (e.g. Pfrommer & Enßlin 2004; Fujita et al. 2007; Zandanel et al. 2014). Such hadronic collisions should however produce detectable  $\gamma$ -ray emission, yet extended  $\gamma$ -ray emission has not been detected so far in clusters (e.g. Ackermann et al. 2010; Ahnen et al. 2016). However, it is not yet possible to exclude the hadronic models for the origin of mini-halos as the gamma-ray upper-limit in the Perseus cluster, the closest cluster hosting a mini-halo, is too low for the present gamma-ray telescopes (Abdo et al., 2009; Aleksić et al., 2010, 2012; Ahnen et al., 2016). In the future, the Cherenkov Telescope Array (CTA) will allow to test the hadronic models for the origin of mini-halos.

The second mechanism proposed in the literature consists of re-accelerating a pre-existing population of electrons by phenomena such as turbulence in the ICM (e.g. Gitti et al. 2002, 2004; Eckert et al. 2017). The cause of this turbulence has been proposed to be linked to sloshing motions in the ICM (Mazzotta & Giacintucci 2008; ZuHone et al. 2013; Giacintucci et al. 2014b), which are caused by gravitational perturbations arising from minor mergers perturbing the colder gas of the ICM in the central core. Classical signatures of sloshing motions include cold fronts (e.g. Markevitch et al. 2001; Mazzotta et al. 2001, 2003; Markevitch & Vikhlinin 2007; Owers et al. 2009; Ghizzardi et al. 2010; Laganá et al. 2010), which are essentially sharp contact discontinuities between gas regions with different temperatures and densities. For example, cold fronts are found at the boundaries of the cold gas sloshing in the potential well of the cluster perturbed gravitationally (Ascasibar & Markevitch, 2006). This proposed model of re-acceleration is supported by observations since many mini-halos appear to be bounded by cold fronts (e.g. Mazzotta & Giacintucci



2008; Hlavacek-Larrondo et al. 2013; Giacintucci et al. 2014a,b). Furthermore, numerical simulations show that turbulence created by sloshing motions is sufficient to re-accelerate electrons and give rise to the morphology, radio power and spectral indexes of observed mini-halos (ZuHone et al., 2013). Moreover, the *Hitomi* Soft X-ray Spectrometer observations of the Perseus cluster showed that the turbulence of the hot X-ray gas contained enough energy to generate the synchrotron emission of mini-halos and even to balance the radiative cooling in the core (Hitomi Collaboration et al., 2016). In fact, both mechanisms, turbulence and hadronic models, should contribute to the balance of radiative cooling (e.g. Zhuravleva et al. 2014; Fujita & Ohira 2011; Guo & Oh 2008; Jacob & Pfrommer 2017), indicating that mini-halos and cool cores are closely linked and are highly likely to be related at a fundamental level (e.g. Bravi et al. 2016; Fujita & Ohira 2013). Therefore, the understanding of the first is important to understand the second. Bravi et al. (2016) found a connection between the cooling flow power ( $P_{\text{CF}} = \dot{M}kT/\mu m_p$ , where  $\dot{M}$  is the mass deposition rate,  $k$  is the Boltzmann constant,  $T$  is the ICM temperature at the cooling radius,  $m_p$  is the mass of the proton and  $\mu \approx 0.61$ ) and the mini-halo integrated radio power. This suggests that the thermal properties of cool core clusters are connected to the non-thermal properties of mini-halos, confirming what was obtained by Gitti et al. (2002, 2004). Bravi et al. (2016) also showed that if heating of the gas in cool core clusters and the re-acceleration of mini-halo particles are powered by the same turbulence, then this requires that the magnetic field be  $B \gg 0.5 \mu\text{G}$ .

However, our comprehension of the origin of mini-halos is still very limited, even when considering these theories. Recently, based on new high-dynamic range Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) observations of the mini-halo in the Perseus cluster, it was suggested that the particles creating mini-halos may also be re-accelerated by turbulence being generated from the jetted outflows of the BCG (Gendron-Marsolais et al., 2017). This would imply that mini-halos should be connected to the feedback properties of BCGs, a hypothesis already suggested by e.g. Cassano et al. (2008); Gitti et al. (2015); Gitti (2015); Bravi et al. (2016). For this reason, in this paper, we further explore the connection between mini-halo properties and AGN properties of the BCG. We also report the discovery of 2 new mini-halos, one in PKS 0745-191 and one in MACS J1447.4+0827 through new VLA and *Chandra* observations. In Section 2.2, we present the observations and the data reduction of the VLA and *Chandra*

X-ray datasets for PKS 0745-191 and MACS J1447.4+0827. In Section 2.3, we present the sample of clusters analysed in this paper, while the results are presented in Section 2.4. The implications of the results are discussed in Section 2.5 and the summary is presented in Section 2.6.

A  $\Lambda$ CDM cosmology with  $H_0 = 69.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.286$ , and  $\Omega_\Lambda = 0.714$  (Bennett et al., 2014) is adopted throughout this manuscript. All our images are in the J2000 coordinate system.

## 2.2. Observations

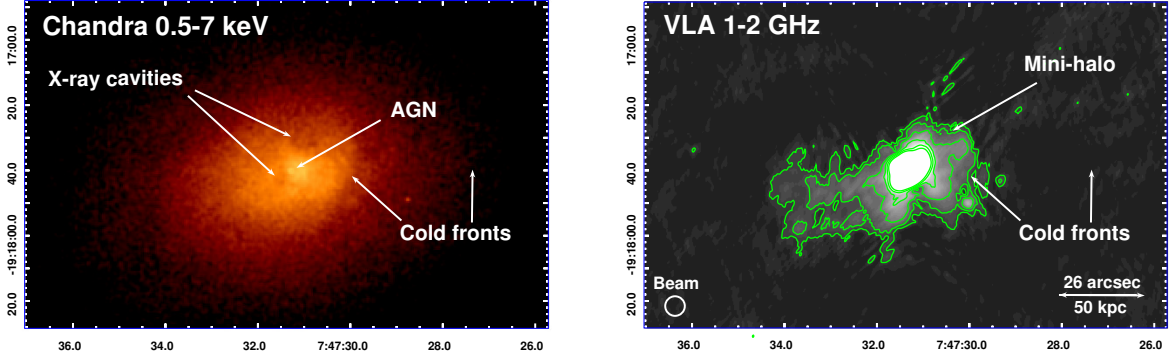
### 2.2.1. PKS 0745-191

#### 2.2.1.1. *Chandra X-ray Observations*

Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) *Chandra* observations were obtained in 2011 with ACIS-S in VFaint mode for PKS 0745-191 (ObsID 12881, PI Sanders), totaling an exposure time of 118.1 ks. The data are presented in Sanders et al. (2014) and were reduced following the standard procedure, and then combined with the existing 17.9 ks ACIS-S observations (ObsID 2427, PI Fabian). The ObsID 508 observations were not used because of extensive flare contamination. The resulting exposure time of the observations is 135.5 ks, and the resulting exposure-corrected image is shown in the left panel of Fig. 2.1. We refer the reader to Sanders et al. (2014) for a more detailed description of the data reduction and flare removal procedure. In Fig. 2.1, we highlight some of the interesting features discussed in Sanders et al. (2014), including two X-ray cavities and the western edges associated with cold fronts.

#### 2.2.1.2. *VLA Observations*

We obtained a total of 5 hours in L-band (1 – 2 GHz) with the VLA (PI Sanders) for PKS 0745-191. The observations were taken in 2012 in A-configuration with 27 operational antennas. 3C 286 was used as the flux calibrator and observed at the end of the observing run, while J0735-1735 was selected as the phase calibrator. The data were reduced using the standard Astronomical Image Processing System (AIPS, Greisen 2003). A significant fraction of the observations were affected by radio frequency interference (RFI). The FLAGR



**Figure 2.1.** **Left:** Merged *Chandra* X-ray image of PKS 0745-191, exposure-corrected, in the 0.5 – 7 keV range. The positions of the X-ray cavities and cold fronts (from Sanders et al. 2014) have been identified. **Right:** VLA image obtained at 1 – 2 GHz with a rms of  $50 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  and a beam size of  $3.0'' \times 3.0''$  (shown with the white circle). The positions of the cold fronts have been identified. Five radio contours are overlaid on the radio image:  $3\sigma_{\text{rms}}$ ,  $6\sigma_{\text{rms}}$ ,  $9\sigma_{\text{rms}}$  and so on.

task was used to remove most of this RFI, but some minor artefacts remained in the final image. To obtain the final image, the IMAGR task was used, and included multi-field imaging with 35 facets. The resulting rms is  $\sigma_{\text{rms}} = 50 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  with a beam size at full width half maximum of  $3.0'' \times 3.0''$ . This image is presented in the right panel of Fig. 2.1, along with radio contours starting at  $3\sigma_{\text{rms}}$ .

PKS 0745-191 harbours a bright central AGN, making the system dynamic range limited (in this case, 30,000 : 1). Furthermore, antennae and side lobes are cast across our source due to a strong distant source outside the field of view. However, even if some minor artefacts remain, Fig. 2.1 reveals a previously unknown faint radio component that extends out to 90 kpc in the eastern direction. The component is diffuse and has a 1 – 2 GHz spectral index of  $\alpha \approx -2$ . Interestingly, Baum & O’Dea (1991), using their VLA observations of PKS 0745-191 in the L-band (20 cm  $\sim$  1.5 GHz) in B-configuration, found diffuse emission extending by  $\sim 40''$  to the north and the south of the nucleus at an angle of  $15^\circ$  from a vertical line. We should be able to see this structure in the right panel of Fig. 2.1, but there is an elongated artefact on each side of the nucleus exactly at this angle. This explains the lack of signal and the pinching of the contours at this position. However, we are still able to see the two branches of emission at the south of the radio emission on either side of the

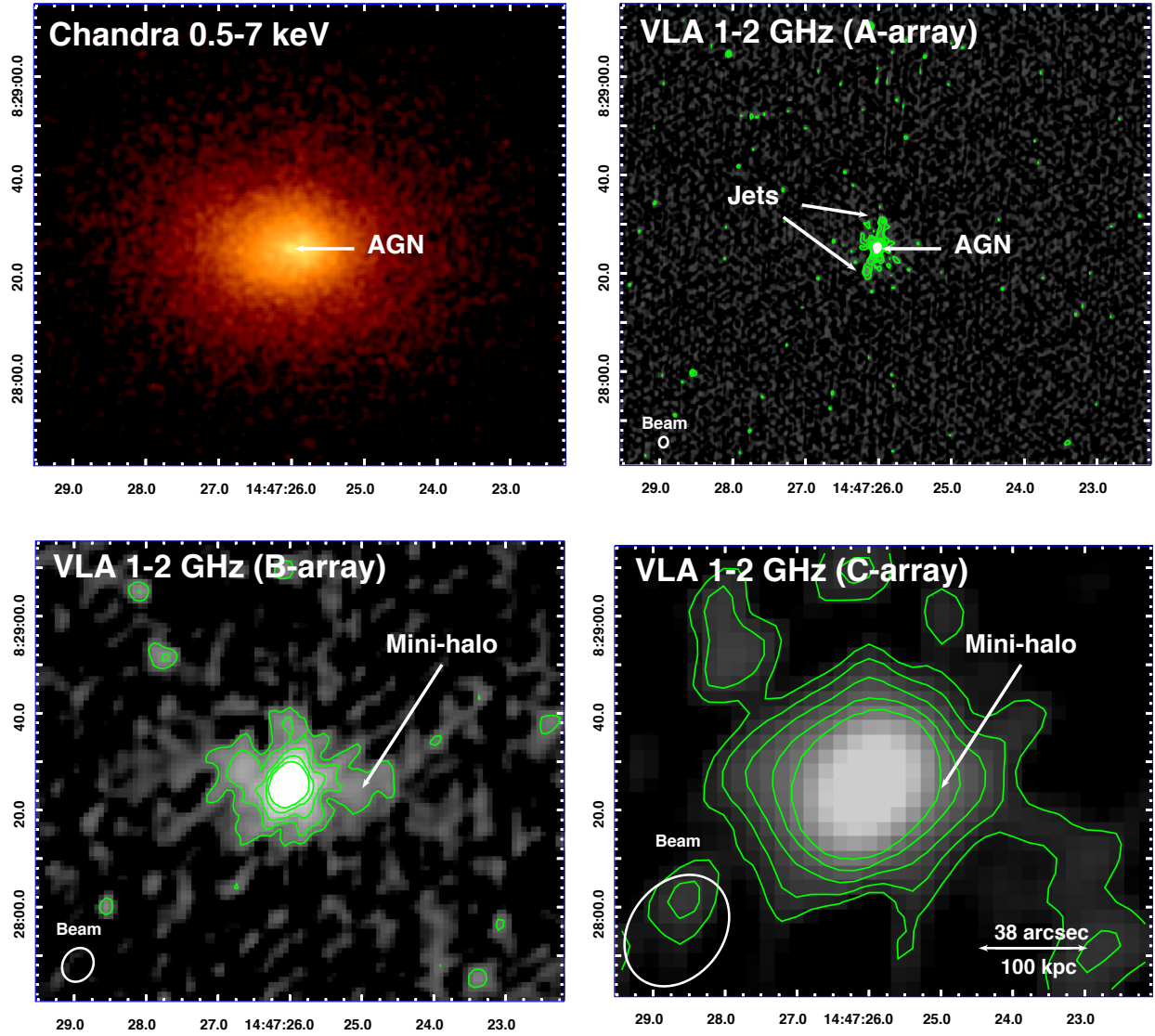
elongated artefact. The increased sensitivity of our observations extend those observations of  $\sim 10'' \sim 22.2$  kpc. The fact that there is an elongated artefact in our image at this position means that we are missing the potential diffuse emission that Baum & O’Dea (1991) were seeing. More investigation with deeper radio observations are needed to confirm the nature of this emission. It is important to note that Baum & O’Dea (1991) were not able to see the mini-halo with their observations as this system is dynamically limited, and therefore their observations were not deep enough.

The diffuse component can either be interpreted as a mini-halo, which is expected considering that PKS 0745-191 is a massive cool core cluster (e.g. Giacintucci et al., 2017), or it could represent radio lobes seen end-on. However, there is no sign of an established jet on either side of the nucleus at this or higher frequencies (see Baum & O’Dea 1991; Taylor et al. 1994), and the core is not significantly brighter compared to the other inner radio structures. If the lobes were seen end-on then the core should be more highly beamed. The diffuse component also does not appear to connect directly to the central AGN as would be expected in radio lobes. The radio structure is also very faint ( $\mu$ Jy level) and appears to be strongly bounded by the inner cold front to the west found by Sanders et al. (2014), as is seen in several other clusters of galaxies hosting mini-halos (e.g. Mazzotta & Giacintucci 2008). We therefore interpret this structure as a mini-halo and discuss the implications of this discovery in the following sections.

### 2.2.2. MACS J1447.4+0827

#### 2.2.2.1. *Chandra X-ray Observations*

New *Chandra* ACIS observations of MACS J1447.4+0827 were obtained in 2016 with ACIS-I in VFAINT mode (ObsID 17233 and 18825, PI Hlavacek-Larrondo), totalling an exposure time of 68 ks. These were combined with the existing 12 ks of observations taken with ACIS-S in VFAINT in 2008 (ObsID 10481, PI Hicks). Data reduction was done following the standard procedure using CIAO version 4.7. After reprocessing the datasets with CHANDRA\_REPRO, point sources were removed from the image. Flares were then identified and removed using DEFLARE script and LC\_CLEAN routine. To combine the images, we used the MERGE\_OBS task, which gave us the resulting 0.5-7 keV *Chandra* exposure-corrected image shown in the top-left panel of Fig. 2.2. The total exposure time is 79.27 ks, and a detailed



**Figure 2.2.** **Top-left:** Merged *Chandra* X-ray image of MACS J1447.4+0827, exposure-corrected, in the 0.5 – 7 keV range. **Top-right:** VLA A-array image obtained at 1 – 2 GHz with a rms of  $\sigma_{\text{rms}} = 11 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  and a beam size of  $0.9'' \times 1.1''$  (shown with the white circle). The positions of the jets have been identified. **Bottom-left:** VLA B-array image obtained at 1 – 2 GHz with a rms of  $\sigma_{\text{rms}} = 16 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  and a beam size of  $3.1'' \times 3.6''$ . **Bottom-right:** VLA C-array image obtained at 1 – 2 GHz with a rms of  $\sigma_{\text{rms}} = 15 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  and a beam size of  $9.6'' \times 12.5''$ . Five radio contours are overlaid on each of the radio images:  $3\sigma_{\text{rms}}$ ,  $6\sigma_{\text{rms}}$ ,  $9\sigma_{\text{rms}}$  and so on.

description and analysis of the X-ray image will be presented in Prasow-Émond et al. (in prep).

#### 2.2.2.2. VLA Observations

We also obtained 9 hours in L-band (1–2 GHz) with the VLA (PI Hlavacek-Larrondo) for MACS J1447.4+0827: 3 hours in A-configuration (August 2015), 3 hours in C-configuration (February 2016) and 3 hours in B-configuration (May 2016). The observations were taken with 26 operational antennas. J1445+0958 was used as the phase calibrator while 3C286 was used as the flux and bandpass calibrator. The data were reduced following the standard procedure using the Common Astronomy Software Applications (CASA, McMullin et al. 2007; version 4.6). Between 35% and 48% of the observations (depending on the configuration) were affected by RFI, thus the FLAGDATA task in RFLAG mode was used to remove the majority of the affected data. The rest was flagged manually by examining the amplitude vs. frequency plot with PLOTMS to identify bad channels, baselines and time ranges. The data were then calibrated and the CLEAN task was used to obtain an image. The CLEAN task also creates a model that can be used with the GAINCAL and APPLYCAL tasks to calibrate the data, this is called self-calibration. The CLEAN task is then used again to produce a new image, and a second round of self-calibration is performed on that new image. A third round of self-calibration was applied before obtaining the final images shown in the top-right and bottom panels of Fig. 2.2. The resulting rms is  $11 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  (beam size of  $0.9'' \times 1.1''$ ) for A-configuration,  $16 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  (beam size of  $3.1'' \times 3.6''$ ) for B-configuration and  $15 \mu\text{Jy beam}^{-1}$  (beam size of  $9.6'' \times 12.5''$ ) for C-configuration.

The images clearly reveal the presence of two relativistic jets (A-configuration data; top-right panel of Fig. 2.2), as well as a faint and distinct component extending well beyond the inner jets, out to a radius of  $\approx 160$  kpc (B and C-configuration data; bottom-left and bottom-right panels of Fig. 2.2). This diffuse component has a 1 – 2 GHz spectral index of  $\alpha = -1.2 \pm 1.0$ . A more detailed analysis of the radio images in conjunction with the X-ray observations will be presented in Prasow-Émond et al. (in prep). Yet, due to its size, its faint diffuse emission, its shape and its spectral index of  $\alpha < -1$ , we interpret this component as a mini-halo.

## 2.3. Cluster Selection

### 2.3.1. Cluster Sample

One of the goals of this paper is to determine if mini-halos are connected to the feedback properties of BCGs. Therefore, in addition to the new mini-halos reported in the previous section, we compiled all known mini-halos from the literature. This was accomplished using more than thirty papers including those focusing on the Extended Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) Radio Halo Survey by Kale et al. (2013, 2015a,b), the study of 75 galaxy clusters by Yuan et al. (2015) and the recent analysis by Giacintucci et al. (2014a) and Giacintucci et al. (2017) using *Chandra* X-ray data and radio observations from the VLA and the GMRT. A total of 27 mini-halos were found, in addition to the 2 new mini-halos reported in Section 2.2 of this paper (see Table 2.1).

We note that our list of mini-halos does not include the one in A2390 even if it was included in Giacintucci et al. (2014a). As mentioned in Giacintucci et al. (2017), it was recently found to extend to 800 kpc in size (Sommer et al., 2017) instead of 250 kpc (Bacchi et al., 2003). The diffuse emission also extends well beyond the cold fronts, therefore this source has been classified as a giant radio halo.

We also note that according to Giacintucci et al. (2014a), three of the mini-halos reported in their paper were classified as candidate mini-halos (A1795, MACS J0159.8-0849 and MACS J0329.6-0211). MACS J0159.8-0849 was considered a candidate mini-halo since the angular resolution of the GMRT 325 MHz images used was not sufficient to clearly disentangle the central source from the extended emission. In the case of MACS J0329.6-0211 and A1795, Giacintucci et al. (2014a) argued that deeper radio observations were required to confirm the existence of mini-halos in these clusters as the first is very distant ( $z = 0.45$ ) and the radio surface brightness distribution of the second has an unusual filamentary shape. Three other mini-halos were classified as candidate mini-halos (A1068, A1413 and RXC J1115.8+0129) in Giacintucci et al. (2017). A1068 and A1413 were considered candidate mini-halos as Govoni et al. (2009) argued that there is only low significance indications of diffuse emission in them, thus a clear classification would ideally require further investigation and deeper data. However, Savini et al. (2019) confirm the presence of a centrally located diffuse emission at the centre of the cluster A1413 using a high-resolution 144 MHz Low Frequency Array

(LOFAR) image, and we therefore consider now this source as a confirmed mini-halo. We still keep the total flux density from Govoni et al. (2009) as Savini et al. (2019) found the total flux density at 144 MHz and not 1.4 GHz. RXC J1115.8+0129 was discovered by Pandey-Pommier et al. (2016), but not enough parameters were measured to unambiguously classify it as a mini-halo. However, in Giacintucci et al. (2017), the authors removed the classification of candidate mini-halos for MACS J0159.8-0849 and MACS J0329.6-0211, referring to a work in preparation that confirms their nature as mini-halos. We therefore follow this classification (see last column in Table 2.1). Giacintucci et al. (2014a) also argued that an additional three clusters contained uncertain mini-halos (A2626, MACSJ1931.8-2634 and ZwCl 1742.1+3306; see last column in Table 2.1). The reason provided for A2626 to possess an uncertain mini-halo was because the extended emission seen in the core may be associated with the central radio galaxy rather than being a mini-halo (Gitti et al., 2004) and recent studies complicated the classification by revealing a complex 'kite-like' radio structures (Gitti, 2013; Ignesti et al., 2017; Kale & Gitti, 2017; Ignesti et al., 2018). For MACSJ1931.8-2634 and ZwCl 1742.1+3306, the observations were not sufficient to be sure of their nature. The latter three mini-halos, with the current known properties, could also be dying or restarted radio galaxies with their emissions being rapidly fading as they are no longer sustained by the central AGN (see Giacintucci et al. 2014a for more details).

Finally, we note that while the total sample of Giacintucci et al. (2017) includes 28 mini-halos, ours contains 29 even when considering our 2 newly discovered mini-halos (PKS 0745-191 and MACSJ1447.4+0827). This is due to the fact that in their sample, Giacintucci et al. (2017) did not include the 3 uncertain mini-halos (A2626, MACSJ1931.8-2634 and ZwCl 1742.1+3306), whereas we do. However, they do include three newly discovered mini-halos (A907, A2667 and PSZ1G139.61+24.2), which will be discussed and presented in a future paper, and finally they included the mini-halo in RXJ1720.2+3536. There is unfortunately not enough information (e.g. mini-halo radio power, etc.) available on these last four mini-halos to use them in our statistical analysis. Savini et al. (2018) even found a giant radio halo surrounding the mini-halo in PSZ1G139.61+24.2. Therefore, between our sample and the one from Giacintucci et al. (2017), we have 24 mini-halos in common.



In summary, considering these potential caveats, the sample analysed in this paper comprises 29 mini-halos. These are presented in Table 2.1, along with the name of the host galaxy cluster, their redshift and eight additional parameters described in the following sub-sections.

### 2.3.2. Cluster and Mini-Halo Properties

First, we consider the mini-halo’s radio power at 1.4 GHz ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ). It should be noted that the steep and negative spectral index of the mini-halo emission means that lower observing frequencies are preferred but the intrinsic sensitivity, radio frequency interference and angular resolution are more challenging below 1 GHz. Thus, the literature often considers the radio power at 1.4 GHz since it provides optimal values for mini-halo detection.

For the 27 mini-halos identified in the literature, we use the  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  reported in those manuscripts (see Table 2.1). These have been corrected for our cosmology from the fluxes reported. For the new mini-halos presented in Section 2.2, we estimate the radio flux with the following procedure. For PKS 0745-191, we used the  $4\sigma_{\text{rms}}$  contours of Fig. 2.1, which contained 99.5% of the flux. To estimate the error on the mini-halo flux ( $S_{\text{MH}}$ ), we used the following equation from Cassano et al. (2013):

$$\sigma_{S_{\text{MH}}} = \sqrt{(\sigma_{\text{cal}} S_{\text{MH}})^2 + (\text{rms} \sqrt{N_{\text{beam}}})^2 + \sigma_{\text{sub}}^2}, \quad (2.1)$$

where  $\sigma_{\text{cal}}$  is the percentage of the flux outside of the extraction region, rms is the image noise,  $N_{\text{beam}}$  is the number of independent beams in the region and  $\sigma_{\text{sub}}$  is the error due to the uncertainty in the subtraction of the flux density of discrete radio sources in the mini-halo’s region.  $\sigma_{\text{sub}}$  is estimated following Giacintucci et al. (2014a):

$$\sigma_{\text{sub}}^2 = \sum_{i=1}^N (I_{\text{MH},i} \times A_{s,i})^2, \quad (2.2)$$

where  $A_{s,i}$  is the area of the  $i$ -th radio source and  $I_{\text{MH},i}$  is the flux density of the mini-halo in that region. The mini-halo’s flux was obtained by subtracting the flux from the point sources as well as from the central AGN. The corresponding radio power was found using the equation:

$$P_{\text{MH}} = 4\pi S_{\text{MH}} D_L^2, \quad (2.3)$$

which takes into account the cluster redshift as  $D_L$  is the luminosity distance.

For MACS J1447.4+0827, we used the  $4\sigma_{\text{rms}}$  contours on the C-configuration observations, which contained 99% of the flux. The error on the mini-halo flux was estimated using eq. 2.1. The AGN’s flux was found using an ellipsoidal region of 10 kpc with the A-configuration observations. The error was again found using eq. 2.1. This flux was subtracted from the C-configuration flux to obtain only the mini-halo’s flux, and then the corresponding radio power was found using eq. 2.3.

Several authors have reported a statistically significant correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the cluster X-ray luminosity in the 0.1 – 2.4 keV band ( $L_X$ ) for clusters with known mini-halos (e.g. Cassano et al. 2008, Kale et al. 2013, 2015a). However, we note that the X-ray luminosities are often found using different methods and they are strongly dependent on the morphology of the clusters. For this reason, in this paper, we also decided to explore the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$  as  $M_{500}$  provides more systematic results to measure the cluster mass than  $L_X$  since the Planck collaboration recently reported  $M_{500}$  values for hundreds of galaxy clusters (Planck Collaboration et al., 2014). Here,  $M_{500}$  is defined as the mass of the cluster inside the radius for which the density is 500 times the critical density of the universe at the cluster redshift. Both  $M_{500}$  and 0.1 – 2.4 keV X-ray luminosity values for our 29 clusters are reported in Table 2.1. The X-ray luminosities for PKS 0745-191 and MACS J1447.4+0827 were found using an elliptical region of  $\sim 600$  kpc radius, and an energy band of 0.1 – 2.4 keV. The spectrum was extracted using the SPECEXTRACT task in CIAO and then XSPEC (v12.9.1b) was used to fit the data with PHABS, APEC and CLUMIN models. As for the other clusters, the 0.1 – 2.4 keV X-ray luminosities were taken from Kale et al. (2015a), Ettori et al. (2013) and Yuan et al. 2015, and based on the *ROSAT* All-Sky Survey. All these also been corrected for our cosmology using the fluxes reported.

We note that there is a known correlation between  $M_{500}$  and the cluster X-ray luminosity (e.g. Pratt et al. 2009). We therefore expect that  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  will correlate with  $M_{500}$  (see Section 2.4), since it correlates with cluster X-ray luminosity. We also note that while we were able to obtain estimates of  $M_{500}$  based on the Planck database for the majority of our clusters, 9 of our clusters were not included in the Planck catalog. For these clusters, we therefore used the most up-to-date estimates available in the literature (see column 5 in Table 2.1 for references).

**Tab. 2.1.** Cluster and BCG properties for the 29 galaxy clusters with mini-halos. The columns are: 1. Cluster Name; 2. Redshift ( $z$ ); 3. 1.4 GHz radio power of the mini-halo ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ), corrected for our cosmology; 4. Reference for  $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ; 5. Mass of the cluster inside the radius for which the density is 500 times the critic density of the universe at this redshift ( $M_{500}$ ), from Planck Collaboration et al. (2014) unless specified otherwise; 6. Cluster X-ray luminosity ( $L_X$ ) derived from observations in the 0.1 – 2.4 keV band, corrected for our cosmology; 7. Reference for  $L_X$ ; 8. Cooling radius, defined as the radius at which the cooling time ( $t_{\text{cool}}$ ) is 3 Gyrs, from Bravi et al. (2016) unless specified otherwise; 9. Average radius of the mini-halo which corresponds to the square root of the maximum radius times the square root of the minimum radius which are derived from the  $+3\sigma_{\text{rms}}$  isocontours of their radio images, from Giacintucci et al. (2014a) unless specified otherwise; 10. X-ray cavity power estimated using the buoyancy rise time; 11. Reference for X-ray cavity power; 12. Steep BCG radio luminosity measured at 1 GHz ( $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ), derived from the fluxes in Hogan et al. (2015) using our cosmology unless specified otherwise; 13. Core BCG radio luminosity at 10 GHz ( $\text{BCG}_{\text{core}}$ ), derived from the fluxes in Hogan et al. (2015) using our cosmology unless specified otherwise; 14. Notes: Uncertain (U) and candidate (C) mini-halos from Giacintucci et al. (2014a) & Giacintucci et al. (2017). **Reference code:** (1) Giacintucci et al. (2014a), (2) Govoni et al. (2009), (3) Gitti (2013), (4) Kale et al. (2015a), (5) This work, (6) Sijbring (1993), (7) van Weeren et al. (2014), (8) Kale et al. (2015b), (9) Giacintucci et al. (2011), (10) Giacintucci et al. (2014b), (11) Yuan et al. (2015), (12) Ebeling et al. (1998), (13) Walker et al. (2014), (14) Cassano et al. (2008), (15) Ebeling et al. (2010), (16) McDonald et al. (2012), (17) Ettori et al. (2013), (18) Rafferty et al. (2006), (19) Sanders et al. (2009), (20) Hlavacek-Larrondo et al. (2012), (21) Prasow-Émond et al. (in prep), (22) McDonald et al. (2015), (23) Hlavacek-Larrondo et al. (2013)

Name	$z$	$P_{1.4 \text{ GHz}}$ $10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$	Ref.	$M_{500}$ $10^{14} M_{\odot}$	$L_X$ $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$	Ref.	Cooling Radius kpc	Size kpc	Cavity Power $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$	Ref.	BCG steep $10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$	BCG core $10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$	Note
2A0335+096	0.0347	$0.059 \pm 0.006$	(1)	$2.27^{+0.24}_{-0.25}$	$2.27 \pm 0.05$	(11)	$46 \pm 1$	70	24	(18)	$0.176 \pm 0.002$	$< 0.0093$	
A478	0.088	$0.32 \pm 0.06$	(1)	$7.1^{+0.3}_{-0.4}$	$7.5 \pm 0.3$	(11)	$45 \pm 1$	160	100	(18)	$0.66 \pm 0.07$	$0.094 \pm 0.006$	
A1068	0.137	$0.17 \pm 0.06$	(2)	$3.55^{+0.38}_{-0.41}$	4.76	(12)	NA	$85^j$	NA		$0.7 \pm 0.4$	$< 0.061$	C

*Tab. 2.1 continued on next page*

Tab. 2.1 – *Continued*

Name	$z$	$P_{1.4 \text{ GHz}}$ $10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$	Ref.	$M_{500}$ $10^{14} M_{\odot}$	$L_X$ $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$	Ref.	Cooling Radius kpc	Size kpc	Cavity Power $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$	Ref.	BCG steep $10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$	BCG core $10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$	Note
A1413	0.143	$0.11 \pm 0.04$	(2)	$5.98^{+0.38}_{-0.40}$	8.62	(12)	$34.5^{+17.0}_{-9.0} g$	$105^k$	NA		$< 0.11^m$	$< 0.056^m$	
A1795	0.062	$0.80 \pm 0.05$	(1)	$4.5 \pm 0.2$	4.99	(13)	$39 \pm 2$	$> 100$	160	(18)	$12.13 \pm 0.19$	$0.25 \pm 0.08$	C
A1835	0.2532	$1.2 \pm 0.3$	(1)	$8.5^{+0.5}_{-0.6}$	$25.0 \pm 3.4$	(11)	$57 \pm 1$	240	1800	(18)	$9.5 \pm 1.2$	$< 0.72$	
A2029	0.0765	$0.28 \pm 0.04$	(1)	$6.8 \pm 0.2$	$9.0 \pm 2.5$	(11)	$35 \pm 1$	270	87	(18)	$11.02 \pm 0.10$	$0.0393 \pm 0.0015$	
A2204	0.152	$0.55 \pm 0.06$	(1)	$8.0 \pm 0.4$	$14.0 \pm 0.6$	(11)	$50 \pm 1$	50	50 000	(19)	$4.9 \pm 1.5$	$0.60 \pm 0.18$	
A2626	0.055	$0.131 \pm 0.013$	(3)	$2.4 \pm 0.5^a$	$0.90 \pm 0.10$	(14)	$17 \pm 2$	30	NA		$0.67 \pm 0.05$	$0.039 \pm 0.004$	U
A3444	0.254	$1.89 \pm 0.09$	(4)	$7.6^{+0.5}_{-0.6}$	$14.0 \pm 1.3$	(11)	$103.9^{+38.1}_{-16.9} g$	$100^j$	NA		2.64	$< 0.052$	
AS780	0.236	$1.9 \pm 0.4$	(4)	$7.7 \pm 0.6$	$15.7 \pm 3.3$	(11)	$111.1^{+7.2}_{-7.3} g$	$80^j$	NA		$7.63^m$	$25.42^m$	
MACSJ0159.8-0849	0.405	$1.42 \pm 0.12$	(1)	$6.88^{+0.90}_{-0.98}$	$20.0 \pm 0.7$	(15)	$53 \pm 1$	90	477	(20)	$2.96^m$	$41.49^m$	
MACSJ0329.6-0211	0.450	$2.9 \pm 0.3$	(1)	$4.9 \pm 0.7^a$	NA <sup>e</sup>		$54 \pm 1$	$> 70$	NA		$4.57^m$	$0.76^m$	
MACSJ1447.4+0827	0.3755	$2.4 \pm 0.2$	(5)	$7.46^{+0.80}_{-0.86} b$	$20.51 \pm 0.09$	(5)	$71 \pm 5^h$	$165^l$	800	(21)	$3.97^m$	$4.96^m$	
MACSJ1931.8-2634	0.352	$20.4 \pm 1.2$	(1)	$6.19^{+0.77}_{-0.83}$	$24.1 \pm 1.3$	(15)	$61 \pm 1$	100	8760	(20)	$68.15^m$	$25.55^m$	U
MS 1455.0+2232	0.2578	$1.8 \pm 0.2$	(1)	$3.5 \pm 0.4^a$	$8.5 \pm 2.3$	(11)	$55 \pm 1$	120	NA		$4.3 \pm 0.4$	$0.31 \pm 0.12$	
Ophiuchus	0.028	$0.151 \pm 0.012$	(1)	$12.4 \pm 1.2^a$	$5.30 \pm 0.12$	(11)	$41.1^{+3.6}_{-2.7} g$	250	NA		$0.054^m$	$< 0.0091^m$	
Perseus	0.0179	$2.21 \pm 0.11$	(6)	$6.1 \pm 0.6^a$	$7.89 \pm 0.18$	(11)	$78 \pm 2^i$	130	150	(18)	$2.9 \pm 0.3$	$8.0^{+4.8}_{-4.1}$	
Phoenix	0.596	$11.2 \pm 3.8$	(7)	$12.6^{+2.0}_{-1.5} c$	$83.9^{+1.0}_{-2.0} f$	(16)	$73 \pm 1$	NA	4450	(22)	$75.04^m$	$3.75^m$	
PKS 0745-191	0.1028	$1.369 \pm 0.018$	(5)	$7.3 \pm 0.8^d$	$12.47^{+0.03}_{-0.04}$	(5)	$59 \pm 6^i$	$35^l$	1700	(18)	$101.9 \pm 1.6$	$< 2.04$	
RBS797	0.35	$2.2 \pm 0.3$	(1)	$6.3^{+0.6}_{-0.7}$	$20.8 \pm 1.0$	(11)	$69 \pm 1$	120	1200	(18)	$8.41^m$	$1.26^m$	
RXC J1115.8+0129	0.350	7.51	(8)	$6.4 \pm 0.7$	$17.1 \pm 0.6$	(15)	$101.4^{+27.2}_{-8.6} g$	NA	NA		NA	NA	C
RXC J1347.5-1145	0.4516	$26.2 \pm 1.8$	(1)	$10.61^{+0.74}_{-0.77}$	$45.6 \pm 5.2$	(11)	$62 \pm 2$	320	NA		$15.36^m$	$15.36^m$	
RXC J1504.1-0248	0.2153	$2.75 \pm 0.14$	(9)	$7.0 \pm 0.6$	$28.6 \pm 1.3$	(11)	$64 \pm 1$	140	NA		$7.58^m$	$4.13^m$	
RX J1532.9+3021	0.3621	$3.41 \pm 0.18$	(1)	$4.7 \pm 0.6^a$	$16.9 \pm 0.8$	(11)	$67 \pm 1$	100	2220	(23)	$12.5 \pm 1.3$	$< 1.82$	
RX J1720.1+2638	0.1644	$5.4 \pm 0.3$	(10)	$6.3 \pm 0.4$	$7.5 \pm 0.5$	(11)	$46 \pm 2$	140	NA		$7.7 \pm 0.7$	$0.26 \pm 0.14$	
RX J2129.6+0005	0.235	$0.40 \pm 0.07$	(4,11)	$4.24^{+0.55}_{-0.59}$	$11.9 \pm 3.6$	(11)	$70.9^{+4.7}_{-4.9} g$	$100^j$	NA		$4.4 \pm 0.7$	$0.62 \pm 0.17$	
Z3146	0.290	$1.4 \pm 0.2$	(1,11)	$6.7 \pm 0.8^a$	$19.8 \pm 1.8$	(11)	$60 \pm 1$	90	5800	(18)	$2.3 \pm 0.3$	$0.16 \pm 0.08$	
ZwCl 1742.1+3306	0.076	$0.198 \pm 0.011$	(1)	$2.63^{+0.27}_{-0.29}$	2.39	(17)	$32 \pm 1$	40	NA		$0.65 \pm 0.13$	$0.85 \pm 0.17$	U

**Notes.** <sup>a</sup> Estimated by Giacintucci et al. (2017) from the  $M_{500} - T_X$  relation of Vikhlinin et al. (2009) using the core-excised temperatures. <sup>b</sup> From Planck Collaboration et al. (2015). <sup>c</sup> Estimated by McDonald et al. (2012) using the  $M_{500} - T_X$  relation of Vikhlinin et al. (2009). <sup>d</sup> Derived by Arnaud et al. (2005) from an NFW fit to the observed mass profile. <sup>e</sup> NA means that the value is not available. <sup>f</sup> From observations in the 2.0 – 10.0 keV band. <sup>g</sup> From this work. <sup>h</sup> From Prasow-Émond et al. (in prep). <sup>i</sup> Estimated from the radial profile of the cooling time by Sanders et al. (2014) for PKS 0745-191 and by Fabian & Sanders (2007) for Perseus. <sup>j</sup> Estimated from the VLA 1.4 GHz image of Govoni et al. (2009) for A 1068 and from the GMRT 610 MHz image of Kale et al. (2015a) for A3444, AS780 and RX J2129.6+0005. <sup>k</sup> From Savini et al. (2019). <sup>l</sup> Estimated from the VLA 1-2 GHz image (see Fig. 2.2; bottom-right panel for MACS J1447.4+0827 & Fig. 2.1; right panel for PKS 0745-191). <sup>m</sup> From Edge, *private communication*.

Another important parameter to consider is the cluster cooling radius, a property based on the cooling time ( $t_{\text{cool}}$ ). Here, we define the cooling radius as the radius at which  $t_{\text{cool}} = 3$  Gyrs (Bravi et al., 2016), where  $t_{\text{cool}}$  is chosen such that it represents the average time since the last merger event. This parameter measures the radius within which AGN feedback must be powerful enough to offset cooling and is therefore a useful parameter to better understand if mini-halos are connected to the feedback properties of BCGs. For most of the clusters in Table 2.1, the values and uncertainties come from the study of Bravi et al. (2016). The value and uncertainty for the Perseus cluster comes from Fabian & Sanders (2007). In order to calculate the cooling radius for clusters which did not have values listed in the literature, we resorted to X-ray spectral analysis. We identified and downloaded the relevant observations from the *Chandra* archive and followed the standard CIAO (version 4.11) reduction pipeline after selecting a good time interval clear of background flaring events detected with LC\_SIGMA\_CLIP. Following the classic diffuse emission spectrum extraction procedure, we simultaneously fit, using XSPEC (version 12.10.1), an absorbed thermal emission model (PHABS\*APEC) to the source spectrum and a standard background model compensating for both extragalactic and galactic absorption (see §2.1 of McDonald et al. 2015). Using the best fit parameters, we calculated the cooling time as a function of radius from the centre of the X-ray emission by the following relation:

$$t_{\text{cool}} = \frac{5}{2} \frac{1.9 n_e kT V}{L}, \quad (2.4)$$

where  $n_e$  is the electron density,  $kT$  is the gas temperature,  $V$  is the gas volume contained within a given radius, and  $L$  is the gas X-ray bolometric luminosity. The radii were chosen so that each region used had  $\sim 5000$  counts in them. Table 2.2 gives the observations' IDs from *Chandra* of the different clusters and the parameters used in the fit done with XSPEC. We could not do this analysis for A1068 as the observations in the *Chandra* archive of this cluster (ObsIDs 13598, 13595, 13596 & 13597) did not contain enough counts to have a precise measurements of the cooling radius for  $t_{\text{cool}} = 3$  Gyrs. For all the other clusters, the errors on the cooling radii were found by interpolating the errors of the other points in the cooling time as a function of radius plot.

Finally, Table 2.1 includes the mini-halo average radius. This radius corresponds to the square root of the maximum radius times the square root of the minimum radius. Giacintucci et al. (2014a) report these radii using the  $+3\sigma_{\text{rms}}$  isocontours of their images, except for five

**Tab. 2.2.** Observation IDs and parameters used to find the cooling profile of the six galaxy clusters not in Bravi et al. (2016) or Fabian & Sanders (2007), excluding A1068. The columns are: 1. Cluster Name; 2. Redshift ( $z$ ); 3. Column density ( $n_H$ ); 4. Observation IDs (ObsID) used from the *Chandra* archive.

Name	$z$	$n_H$ [ $e^{22}$ cm $^2$ ]	ObsID
A1413	0.143	0.022	537, 1661, 5002, 5003, 7697, 12 194, 12 195, 12 196, 13 128
A3444	0.254	0.057	9400
AS780	0.236	0.073	9428
Ophiuchus	0.028	0.2	3200, 16 645, 16 142, 16 143, 16 464, 16 626, 16 627
RXC J1115.8+0129	0.350	0.044	3275
RX J2129.6+0005	0.235	0.043	552

mini-halos: A1068, A1413, A3444, AS780 and RX J2129.6+0005. For these, we followed the same technique to obtain their average radius, using the VLA 1.4 GHz images of Govoni et al. (2009) for the two former mini-halos and the GMRT 610 MHz images of Kale et al. (2015a) for the latter three.

For our newly identified mini-halos in PKS 0745-191 and MACS J1447.4+0827, we applied a similar procedure to our radio images presented in Figs. 2.1 and 2.2. The mini-halos' average radius is an important property as it gives an indication of the distance to the AGN where the particles stop being re-accelerated. At this point, the particles do not have enough energy to produce strong synchrotron emission. We note however that the radii do not have uncertainties in Table 2.1 and that they can be affected by the signal-to-noise ratio of the images. Furthermore, the extent of what we can observe of the mini-halo depends greatly on the frequency of the observations. As mentioned earlier, mini-halos have extremely steep spectra, and therefore the lower the observed frequency is, the higher the total flux density is. As mini-halos have very low surface brightnesses, this make a difference, particularly at the edges of mini-halos. An example of this is A1413, that was first suggested to be a mini-halo by Govoni et al. (2009) after studying the 1.4 GHz VLA image. This candidate

mini-halo had a size of 65 kpc (estimated from the 1.4 GHz VLA image of Govoni et al. 2009). With a 144 MHz new LOFAR image, they were able to confirm the mini-halo and measure a size of  $\sim 105$  kpc with a total flux density more than twenty times higher at a frequency of 144 MHz than at a frequency of 1.4 GHz (Savini et al., 2019). Therefore, the radii in Table 2.1 should be considered at the very least as lower limits to the true mini-halo radius. Even with this indication, Giacintucci et al. (2014a) explicitly state that the mini-halo in A1795 and in MACS J0329.6-0211 may be more extended and this is the reason why they are lower limits in Table 2.1.

### 2.3.3. BCG properties

Since our goal is to determine if mini-halos are connected to the feedback properties of BCGs, we outline in this section the parameters used to measure feedback properties in BCGs. Feedback comes from the relativistic jets of the AGN, detected in radio, that create X-ray cavities. Therefore, feedback can be quantified by X-ray cavities or by radio emission, two independent methods.

Consequently, we first decided to search the literature to identify which of the 29 mini-halos of Table 2.1 harbored known X-ray cavities. We found that a total of 15 clusters have published X-ray cavities (Rafferty et al. 2006; Sanders et al. 2009; Hlavacek-Larrondo et al. 2012, 2013; McDonald et al. 2015; Prasow-Émond et al. in prep). In Table 2.1, we list mechanical power of these X-ray cavities, a quantity that represents the work and internal energy needed to create the cavities divided by the time associated with this formation, the buoyancy rise time. These powers are known to within a factor of a few. Following a study done on 55 clusters (Dunn & Fabian, 2008), it was found that 95% of the cool core clusters have X-ray cavities. This means that clusters with mini-halos should also harbour cavities since they are found in cool core clusters. Since cavities are linked to the AGN’s jets, made of relativistic particles, the presence of cavities follows the theories of the re-acceleration of the AGN relativistic particles or of the re-acceleration of relativistic particles by the AGN mentioned earlier.

We also explored the properties of the radio emission associated with the AGN in the BCGs. However, studying radio emission from AGNs is challenging since not all of the emission comes from the relativistic jets. There is also radio emission coming from different

regions around the AGN. To overcome this problem, observations at different spectral frequencies and spatial resolutions are required. Following the study by Hogan et al. (2015), it is now possible to decompose the radio spectral energy distributions (SEDs) of BCGs into multiple components, in particular a core component, related to ongoing accretion by the AGN, and a steeper component, related to the lobe emission (jets) linked with the past activity of the AGN. This study focused on the radio properties of over 300 BCGs, using a variety of data from the Australia Telescope Compact Array (ATCA), the VLA and the Very Long Baseline Array (VLBA) telescopes. For each BCG in their sample, Hogan et al. (2015) built radio SEDs and typically decomposed the radio SEDs into a flat spectrum component (if present) with a flatter spectral index ( $\alpha > -0.5$ ;  $\text{BCG}_{\text{core}}$ ), and a steeper component ( $\alpha < -0.5$ ;  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ). For each BCG, the authors then determined the radio power of each of these components normalized at a radio frequency of 10 GHz and 1 GHz respectively. Table 2.1 lists these values for each of our clusters that had available radio fluxes from Hogan et al. (2015), the others coming from Edge (*private communication*). The radio powers were derived from the fluxes using our cosmology. According to Hogan et al. (2015), as mini-halos often have very steep spectral indexes ( $\alpha < -1.5$ ), there may be a link between mini-halos and the emission from persistent AGNs, characterized by an ultra-steep  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  component. Finally, it is important to note that if the  $\text{BCG}_{\text{core}}$  is high, the accretion of the AGN is powerful. The same can be said for  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  in regard to the lobe emission linked with the past activity of the AGN.

## 2.4. Analysis

In the following section, we search for evidence of correlations between the different parameters outlined in the previous section.

As explained earlier, we first decided to explore the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$ , since  $M_{500}$  can now be obtained in a more systematic fashion using the Planck database. We show the resulting relation in Fig. 2.3 (left panel) with the fit following a power-law relation:

$$\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) = A \times \log(X_P) + B, \quad (2.5)$$

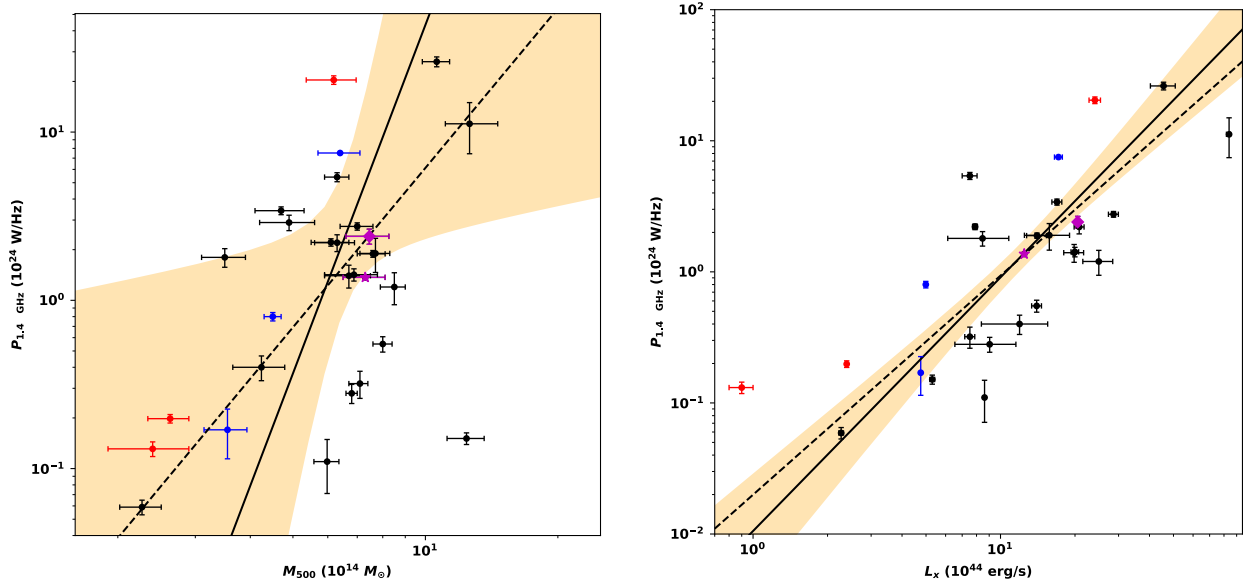
where  $X_P$  is  $M_{500}$ . The fit was performed in the log-log space using linear regression by adopting both the BCES-bisector and BCES-orthogonal regression algorithms (Akritas & Bershady 1996; see Nemmen et al. 2012 as an example of application of the BCES method).



The Bivariate Correlated Errors and intrinsic Scatter (BCES) fitting method is used for astronomical data analysis (e.g. Brunetti et al. 2009, Cassano et al. 2013, Zhao et al. 2013, Kale et al. 2015a, Yuan et al. 2015, Bravi et al. 2016), as, amongst other things, it allows to perform linear regression to study correlations of astronomical datasets with measurement uncertainties on both variables and it takes into account the intrinsic scatter of the data. The BCES-bisector and BCES-orthogonal methods treat the variables symmetrically, thus it is useful when the independent variable is unknown. The BCES-bisector linear regression represents the line that bisects the two fits if X is used as the independent variable for the first fit and Y is used as the independent variable for the second one, whereas the BCES-orthogonal method consists of minimizing the orthogonal distances of the points to the line. Isobe et al. (1990) performed Monte Carlo simulations and found that the BCES-bisector method was more accurate with a small amount of data. However, it was found that the BCES-bisector method is self inconsistent (Hogg et al., 2010), as well as being difficult to represent by a justifiable likelihood function. For these reasons, we chose to have the BCES-orthogonal algorithm as our reference method. Nevertheless, we chose to also use the BCES-bisector method for comparison purposes between both algorithms and with previous work since all the papers studying mini-halos or giant radio halos correlations with the BCES fitting method used this algorithm as their main method (e.g. Cassano et al. 2013, Kale et al. 2015a, Yuan et al. 2015, Bravi et al. 2016). Therefore, on each figure, the best-fit using the BCES-orthogonal method and its 95% confidence regions are shown, as well as the linear fit using the BCES-bisector<sup>1</sup>. Each fit is done using every mini-halo, including the upper and lower limits and the candidate and uncertain mini-halos. For each linear regression and each algorithm, 10 000 bootstrap resamples were also done. Bootstrapping generates a large number of shuffled samples of the original dataset, performs the fit of each realization, and reports the mean and standard deviation of the results. Bootstrapping is very useful for small samples, like in this paper, as it tries to get the empirical distribution function of a N mini-halo sample (here N= 10 000) using only the small sample. Therefore, this technique gives more conservative uncertainties on the fits especially for small samples and not so clear correlations.

---

<sup>1</sup>The linear regressions and confidence bands were found using the script of <https://github.com/rsnemmen/BCES>



**Figure 2.3. Left:** The 29 mini-halos are shown in the plane of the mini-halos radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and the cluster mass ( $M_{500}$ ). The candidate (blue dots) and uncertain (red dots) mini-halos are shown. The best-fit lines using the BCES-orthogonal (solid) and the BCES-bisector (dashed) methods are displayed, as well as the 95% confidence regions of the best-fit relation for the BCES-orthogonal method (orange region). The best-fit lines are done using every mini-halo, including the upper and lower limits and the candidate and uncertain mini-halos. The magenta star represents PKS 0745-191, while the magenta diamond represents MACSJ1447.4+0827. **Right:** Same but in the plane of  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the X-ray luminosity ( $L_X$ ).

We find that the best-fit slope for the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$  is  $6.88 \pm 2.66$  and  $3.15 \pm 0.58$  for the BCES-orthogonal and BCES-bisector methods respectively. The results of both fits with the ones from 10 000 bootstrap resamples are shown in Table 2.3.

When studying the relation between the cooling flow power and the mini-halo-integrated radio power, Bravi et al. (2016) used the Spearman test to evaluate the strength of the correlation. This test studies the monotonic relationship between two variables, often used in astronomical data analysis (e.g. Cassano et al. 2013, Giacintucci et al. 2014a, Kale et al. 2015b, Yuan et al. 2015, Bravi et al. 2016). Instead, we decided to use a Pearson test which is related to the Spearman test, to the difference that it looks only at the linear relationship between two parameters. As we are only looking at relations between two parameters to

see if they have a linear correlation, the Pearson test is best suited for our study. We still provide the coefficients of both tests in Table 2.3 for comparison. Again, each test is done using every mini-halo. The coefficients are  $r_p$  and  $\rho_p$  and the strength of the correlation is confirmed if  $r_p$  is close to 1 or -1 and  $\rho_p$  close to 0.  $r_p$  represents the statistical dependence of two variables, with  $r_p = 1/-1$  associated with a positive/negative linear correlation and  $r_p = 0$  with no linear correlation.  $\rho_p$  represents the two-sided significance level of deviation from zero, which can be understood as the probability for  $r_p$  to be the same for an uncorrelated system or the probability of no correlation. The relation is considered strong if  $r_p > 0.60$ , moderate if  $0.40 < r_p < 0.59$  and weak if  $\rho_p > r_p$  (see Press et al. 1992, p. 634).

With values of  $r_p = 0.50$  and a probability of no correlation of 0.61 % for  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  as a function of  $M_{500}$ , the relation presents a moderate linear correlation. However, when looking at the BCES-orthogonal fit in the left panel of Fig. 2.3, it can be realized that this fit is almost a vertical line. Since the range of variation of  $M_{500}$  is limited and there seems to be considerable intrinsic scatter, a constant  $M_{500}$  would probably give a fit almost as good as the BCES-orthogonal algorithm. Therefore, Fig. 2.3 (left panel) should be considered more as a general trend.

As we did not find a strong correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$ , we decided to reproduce the known correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the X-ray luminosity, this time including our 2 newly detected mini-halos in PKS 0745-191 and MACS J1447.4+0827. This correlation can be clearly seen in the right panel of Fig. 2.3 and the best-fit regression line has a slope of  $1.93 \pm 0.36$  and  $1.67 \pm 0.23$  for the BCES-orthogonal and BCES-bisector methods respectively (see Table 2.3). The fit was done following the power-law of eq. 2.5 with  $L_X$  instead of  $X_P$ . Those values intersect or are close to the ones found by Kale et al. (2013, 2015a) with slopes of  $1.43 \pm 0.52$ ,  $3.37 \pm 0.70$  (BCES-orthogonal method) and  $2.49 \pm 0.30$  (BCES-bisector method). The Pearson coefficients also point to a strong correlation (see Table 2.3), with  $r_p = 0.77$  and a probability of no correlation of 0.00016%. This correlation is further supported by the fact that the two BCES methods give a very similar fit. This confirms the previously known correlation from e.g. Cassano et al. (2008); Kale et al. (2013, 2015a).

Looking at the Fig. 2.4 and Table 2.3, we see that  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  as a function of the BCG steep radio power at 1 GHz is strongly correlated, being even better than the correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the X-ray luminosity, with a probability of no correlation of 0.00011%, which

**Tab. 2.3.** Best-fit correlation parameters. The columns are: 1. Method used to do the linear fit (BCES-orthogonal, BCES-orthogonal using 10 000 bootstrap resamples, BCES-bisector and BCES-bisector using 10 000 bootstrap resamples); 2. & 3. Slope and intercept of the power-law relation, following eq. 2.5 for the  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  relations, eq. 2.6 for the  $R_{\text{MH}}$  relations and eq. 2.7 for both of them together; 4. The Pearson rank correlation coefficient  $r_p$ ; 5. The related probability of no correlation  $\rho_p$ ; 6. The Spearman rank correlation coefficient  $r_s$ ; 7. The related probability of no correlation  $\rho_s$ ; 8. The strength of the correlation based on the Pearson coefficients, which is considered strong if  $r_p > 0.60$ , moderate if  $0.40 < r_p < 0.59$  and weak if  $\rho_p > r_p$  (see Press et al. 1992, p. 634).

Method	Slope (A)	Intercept (B)	$r_p$	$\rho_p$	$r_s$	$\rho_s$	Strength
<b><math>\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) - \log(M_{500})</math></b>							
BCES Orthogonal	$6.88 \pm 2.66$	$-5.24 \pm 2.17$	0.50	0.61%	0.33	8.1%	<b>Moderate</b>
bootstrap	$8.39 \pm 139.88$	$-6.43 \pm 113.81$					
BCES Bisector	$3.15 \pm 0.58$	$-2.36 \pm 0.40$					
bootstrap	$2.96 \pm 0.90$	$-2.21 \pm 0.68$					
<b><math>\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) - \log(L_X)</math></b>							
BCES Orthogonal	$1.93 \pm 0.36$	$-1.98 \pm 0.40$	0.77	0.00016%	0.73	0.0010%	<b>Strong</b>
bootstrap	$2.02 \pm 0.46$	$-2.08 \pm 0.51$					
BCES Bisector	$1.67 \pm 0.23$	$-1.70 \pm 0.27$					
bootstrap	$1.71 \pm 0.26$	$-1.75 \pm 0.31$					
<b><math>\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) - \log(\text{BCG}_{\text{steep}})</math></b>							
BCES Orthogonal	$0.82 \pm 0.13$	$-0.426 \pm 0.094$	0.78	0.00011%	0.67	0.011%	<b>Strong</b>
bootstrap	$0.84 \pm 0.15$	$-0.44 \pm 0.11$					
BCES Bisector	$0.86 \pm 0.10$	$-0.448 \pm 0.092$					
bootstrap	$0.88 \pm 0.11$	$-0.46 \pm 0.098$					
<b><math>R_{\text{MH}} - \log(\text{BCG}_{\text{steep}})</math></b>							
			0.034	87%	0.16	44%	<b>Not correlated</b>

*Tab. 2.3 continued on next page*

Tab. 2.3 – *Continued*

Method	Slope (A)	Intercept (B)	$r_p$	$\rho_p$	$r_s$	$\rho_s$	Strength
<b><math>\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) - \log(\text{BCG}_{\text{core}})</math></b>							
BCES Orthogonal	$0.580 \pm 0.096$	$0.163 \pm 0.094$	0.74	0.00055%	0.73	0.0012%	<b>Strong</b>
bootstrap	$0.58 \pm 0.10$	$0.164 \pm 0.095$					
BCES Bisector	$0.668 \pm 0.067$	$0.181 \pm 0.097$					
bootstrap	$0.674 \pm 0.0072$	$0.182 \pm 0.098$					
<b><math>R_{\text{MH}} - \log(\text{BCG}_{\text{core}})</math></b>							
			-0.012	95%	0.013	95%	<b>Not correlated</b>
<b><math>\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) - \log(\text{Cavity Power})</math> excluding A2204</b>							
BCES Orthogonal	$0.79 \pm 0.11$	$-2.07 \pm 0.30$	0.84	0.016%	0.71	0.41%	<b>Strong</b>
bootstrap	$0.76 \pm 0.14$	$-1.99 \pm -0.41$					
BCES Bisector	$0.819 \pm 0.079$	$-2.16 \pm 0.21$					
bootstrap	$0.807 \pm 0.091$	$-2.13 \pm 0.26$					
<b><math>R_{\text{MH}} - \log(\text{Cavity Power})</math> excluding A2204</b>							
			-0.19	53%	-0.20	51%	<b>Not correlated</b>
<b><math>\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) - \text{Radius}</math></b>							
BCES Orthogonal	$0.0022 \pm 0.0022$	$-0.26 \pm 0.27$	0.24	23%	0.27	17%	<b>Weak</b>
bootstrap	$15.3 \pm 1533.5$	$-32 \pm 3170$					
BCES Bisector	$0.020 \pm 0.018$	$-2.45 \pm 2.23$					
bootstrap	$1.54 \pm 0.99$	$-3.09 \pm 2.00$					

gives slopes of  $0.82 \pm 0.13$  and  $0.86 \pm 0.10$  (BCES-orthogonal and BCES-bisector respectively) following the power law of eq. 2.5 with  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  instead of  $X_P$ . The strong correlation is further supported by the fact that the two fitting methods, BCES-orthogonal and BCES-bisector, give almost exactly the same fit (see left panel of Fig. 2.4). In Fig. 2.4 (left panel), we added dotted lines representing where  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  is 1%, 10%, 20%, 30%, 40%, 50% and 100% of the BCG steep radio power at 1.4 GHz, which we extrapolated from the BCG steep radio power at 1 GHz using a spectral index of  $\alpha \sim -1.09$ , the median spectral index from our clusters' spectral index values in Hogan et al. (2015) and Edge (*private communication*). The

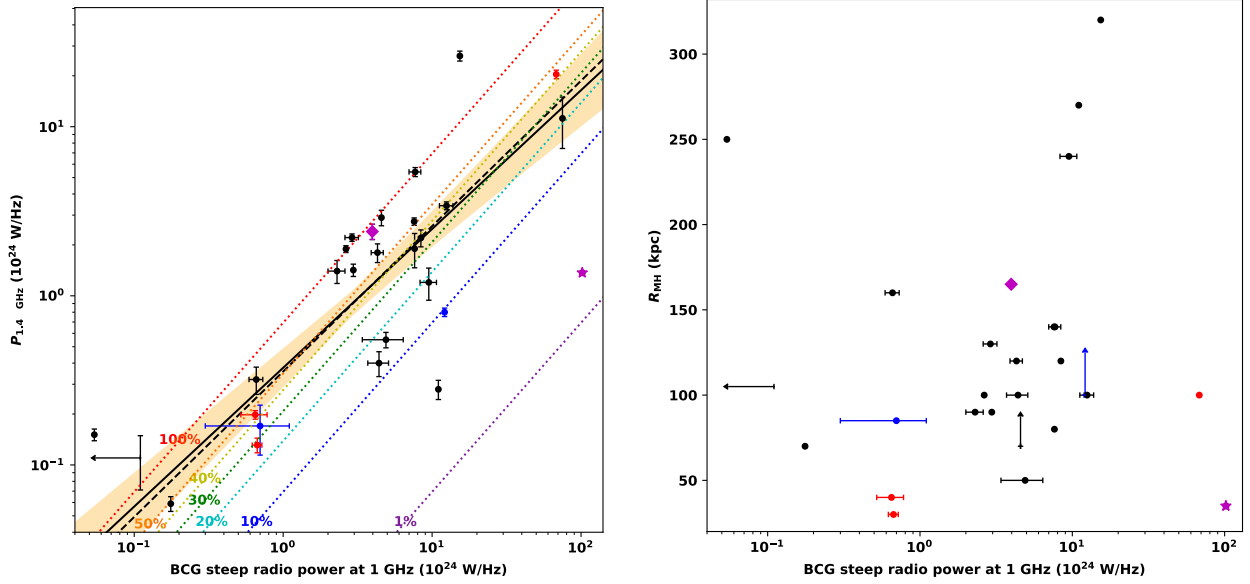
average mini-halo radius and the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  parameters however reveal no clear correlation (with a probability of no correlation of 87%) as depending on the method used, the fits are not consistent due to the huge scatter of the data points. This linear regression was done in the linear-log plane following the power-law relation:

$$R_{\text{MH}} = A \times \log(X_R) + B, \quad (2.6)$$

where  $X_R$  is  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ . The fits are not shown in Table 2.3 as the probability of no correlation is too high to consider that there is a correlation between the average mini-halo radius and the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ .

On the other hand, for the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $\text{BCG}_{\text{core}}$  (Fig. 2.5; left panel), there is a strong correlation ( $r_p=0.74$ , probability of no correlation of 0.00055%) with slopes of  $0.580 \pm 0.096$  and  $0.668 \pm 0.067$  (BCES-orthogonal and BCES-bisector respectively). This correlation is almost as strong as the one between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  and between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $L_X$ . The fit was again performed following the power-law of eq. 2.5 with  $\text{BCG}_{\text{core}}$  instead of  $X_P$ . The relation of the mini-halos average radius as a function of the BCG core radio power at 10 GHz (Fig. 2.5; right panel) does not reveal a statistically significant correlation. This can be confirmed with the linear fit and the Pearson parameters (see Table 2.3). Indeed,  $r_p$  is smaller than  $\rho_p$  and there is a probability of no linear correlation of 95%, following eq. 2.6 with  $\text{BCG}_{\text{core}}$  instead of  $X_R$ . Again, the values of the fits are not shown in Table 2.3.

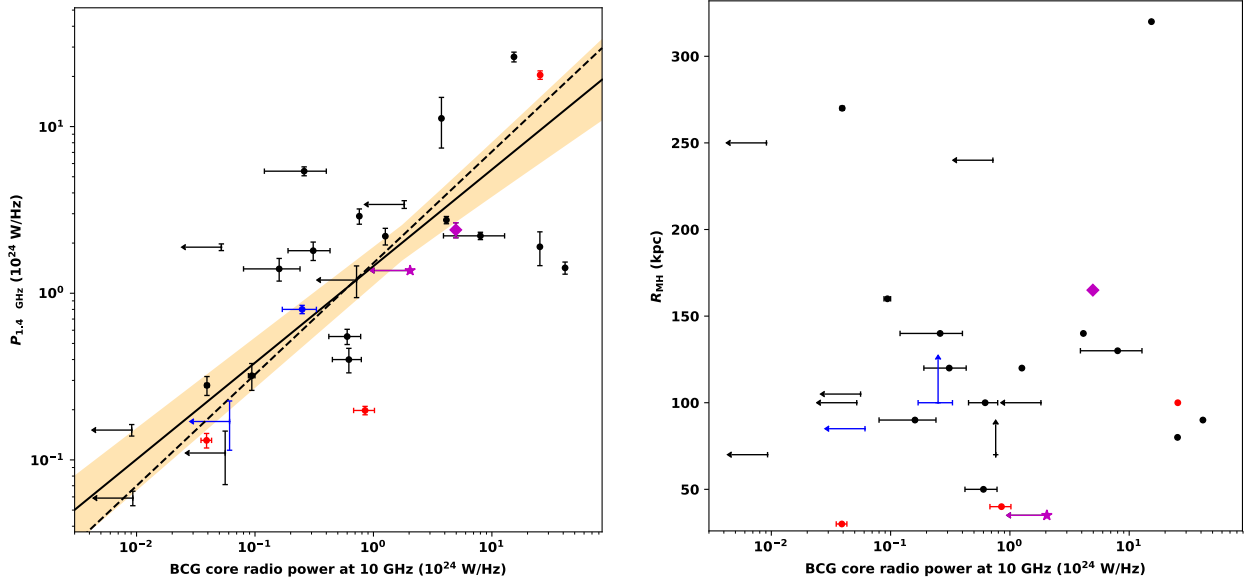
Finally, in regard to the relation of  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  with the power of the cavities (Fig. 2.6; left panel), a strong correlation was also found ( $r_p=0.84$ , probability of no correlation of 0.016%). The fit is done using eq. 2.5 with the power of the cavities instead of  $X_P$ , and this gives slopes of  $0.79 \pm 0.11$  and  $0.819 \pm 0.079$  (BCES-orthogonal and BCES-bisector respectively). This relation is studied after excluding the cluster A2204 from it as it has anomalously powerful cavities, which might due to the accumulation of many past bubbles (Sanders et al., 2009). Therefore, those cavities are not well enough understood to be included in the analysis. If A2204 is included, the correlation becomes only moderate, with a  $r_p=0.60$  and a probability of no correlation of 1.7%. After seeing this correlation, we decided to look if there was a correlation between the BCG steep radio power at 1 GHz and the power of the cavities as  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  is related to the past activity of the AGN, the lobe emission, which should be linked to the cavities. This relation is shown in Fig. 2.6 (right panel), where we see a strong correlation, even if less strong than before, with  $r_p=0.68$  and a probability of no



**Figure 2.4. Left:** Mini-halo radio power at 1.4 GHz ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) as a function of the BCG steep radio power at 1 GHz (latter from Hogan et al. 2015 and Edge, *private communication*), for the 29 mini-halos and the upper/lower limits (arrows). The candidate (blue dots) and uncertain (red dots) mini-halos are shown. The best-fit lines using the BCES-orthogonal (solid) and the BCES-bisector (dashed) methods are displayed, as well as the 95% confidence regions of the best-fit relation for the BCES-orthogonal method (orange region). The best-fit lines are done using every mini-halo, including the upper and lower limits and the candidate and uncertain mini-halos. The magenta star represents PKS 0745-191, while the magenta diamond represents MACSJ1447.4+0827. The dotted lines represent where  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  is 1% (purple), 10% (blue), 20% (cyan), 30% (green), 40% (light green), 50% (orange) and 100% (red) of the BCG steep radio power at 1.4 GHz, which we extrapolated from the BCG steep radio power at 1 GHz using a spectral index of  $\alpha \sim -1.09$ , the median spectral index from our clusters' spectral index values in Hogan et al. (2015) and Edge (*private communication*).

**Right:** Same but in the plane of the average radius of the mini-halo ( $R_{\text{MH}}$ ) and the BCG steep radio power at 1 GHz. Fits are not shown here as there is no general trend.

correlation of 0.78% ( $r_s=0.52$  and probability of no correlation of 4.9% using the Spearman coefficients). Here too, the strong correlation is further supported by the fact that the two fitting methods, BCES-orthogonal and BCES-bisector, give almost exactly the same fit, with slopes of  $0.99 \pm 0.17$  and  $0.99 \pm 0.11$  (BCES-orthogonal and BCES-bisector respectively).



**Figure 2.5.** **Left:** Mini-halo radio power at 1.4 GHz ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) as a function of the BCG core radio power at 10 GHz (latter from Hogan et al. 2015 and Edge, *private communication*), for the 29 mini-halos and the upper/lower limits (arrows). The candidate (blue dots) and uncertain (red dots) mini-halos are shown. The best-fit lines using the BCES-orthogonal (solid) and the BCES-bisector (dashed) methods are displayed, as well as the 95% confidence regions of the best-fit relation for the BCES-orthogonal method (orange region). The best-fit lines are done using every mini-halo, including the upper and lower limits and the candidate and uncertain mini-halos. The magenta star represents PKS 0745-191, while the magenta diamond represents MACSJ1447.4+0827. **Right:** Same but in the plane of the average radius of the mini-halo ( $R_{\text{MH}}$ ) and the BCG radio core power at 10 GHz. Fits are not shown here as there is no clear general trend.

The slopes using bootstrapping are  $0.97 \pm 0.42$  and  $0.99 \pm 0.21$  (BCES-orthogonal and BCES-bisector respectively). Those values are not shown in Table 2.3 as none of the two parameters are associated to mini-halos. Here too, A2204 is excluded; if we include it,  $r_p=0.54$  and we have a probability of no correlation of 3.8%. For both relations in Fig. 2.6, like usual, the best-fit using the BCES-orthogonal method and its 95% confidence regions are shown, as well as the linear fit using the BCES-bisector. For the fit excluding A2204 those are shown with black lines and an orange region, while for the fit including A2204 those are shown in grey. This clearly state the big deviation done if this cluster is included. Furthermore, for



the plot of the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  as a function of the power of the cavities, we added light grey points, which are from the fig. 13 of Hogan et al. (2015) to compare clusters hosting mini-halos to the general population of clusters.

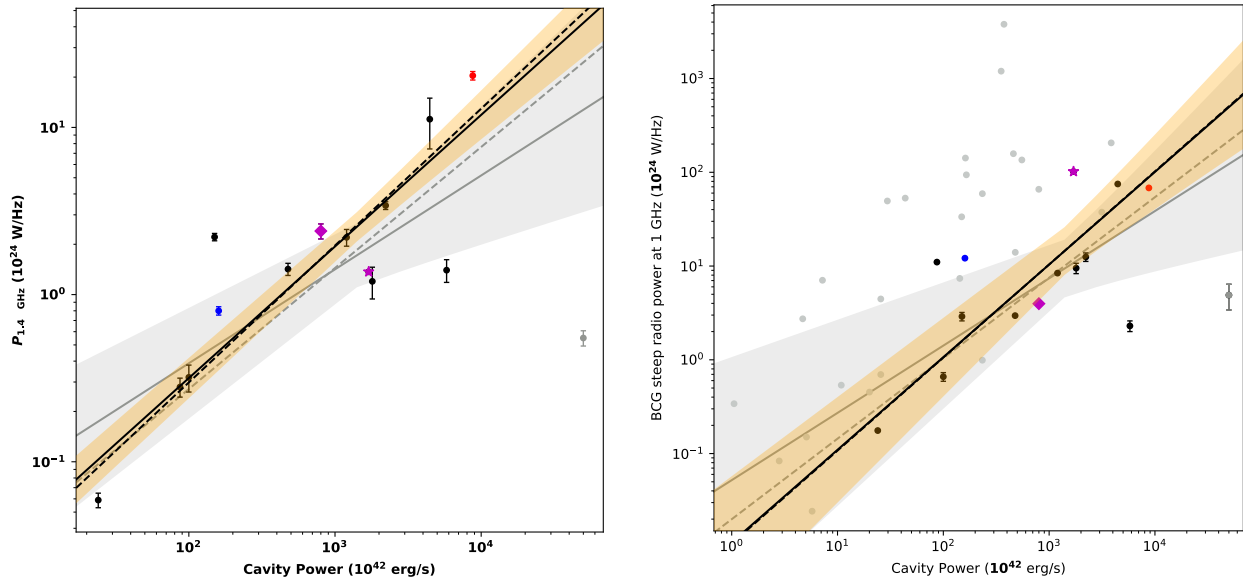
On the other hand, the relation between the average radius of the mini-halos and the power of the cavities (Fig. 2.7; left panel) does not reveal any general trend as  $\rho_p \sim r_p$  and the probability of no correlation is 53%. Here too, A2204 is excluded even if it does not have a big impact. If A2204 is included, the probability of no correlation becomes 25%. The fit was done using the eq. 2.6 with the power of the cavities instead of  $X_P$ , but is not shown in Table 2.3.

Following the search for a connection between mini-halos and clusters or BCGs properties, we decided to investigate if there was a correlation between the mini-halo radio power at 1.4 GHz ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and the mini-halo average radius (Fig. 2.7; left panel) in analogy to this same relation in AGN jets. Indeed, there is a known trend between the radio power of jets and the mechanical energy being injected into the ICM by the central AGN (e.g. Bîrzan et al. 2004, 2008; Cavagnolo et al. 2010; O’Sullivan et al. 2011; Hlavacek-Larrondo et al. 2012). The mechanical energy, known as the jet power, is related to the relativistic jets from the central AGN that displace the ICM and creates X-ray cavities. Therefore, we estimate the jet power from the energy of the cavities, a value depending on the size of the cavities, and therefore the size of the jets. Similar to the average mini-halo radius and  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  plane, there is no clear correlation, only a general trend (with a probability of no correlation of 17%), as depending on the method used, the fits are not consistent due to the huge scatter of the data points. This linear regression was done in the log-linear plane following the power-law relation:

$$\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) = A \times R_{\text{MH}} + B. \quad (2.7)$$

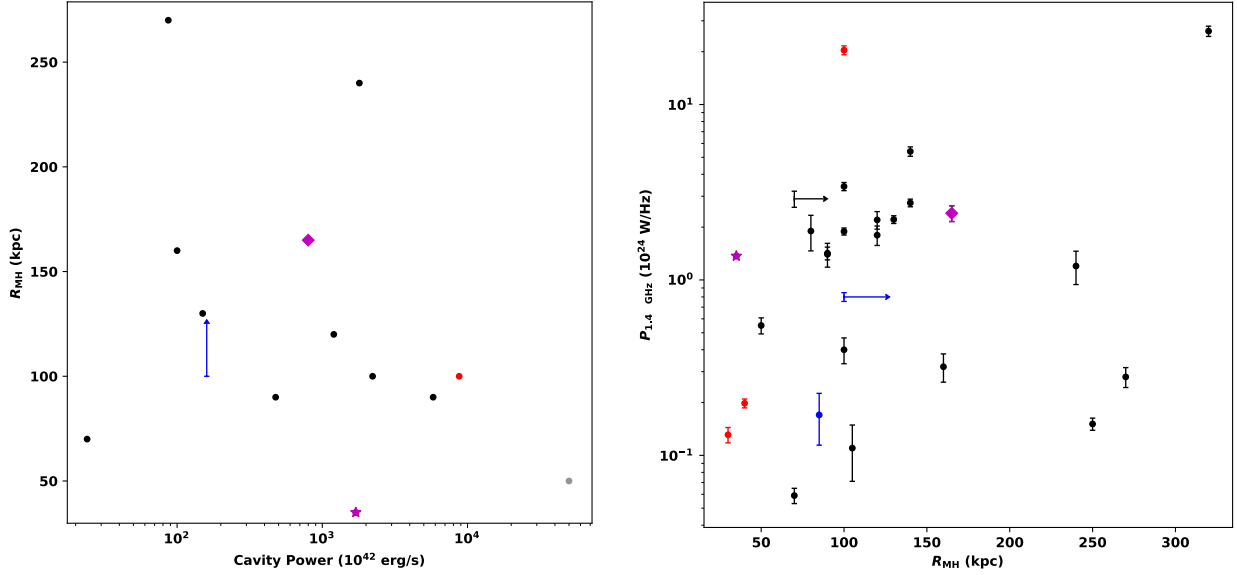
#### 2.4.1. Potential selectional biases

As most of our parameters ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ,  $L_X$ ,  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  and  $\text{BCG}_{\text{core}}$ ) are distance-dependent quantities, we need to consider potential biases such as the Malmquist bias (Malmquist & Ohlsson, 1922), which will create a bias toward brighter objects at higher redshifts. It means that for example in Fig. 2.3 (right panel), Fig. 2.4 (left panel) and Fig. 2.5 (left panel), the bottom right and top left corners will be less occupied. This can create false correlations



**Figure 2.6. Left:** Mini-halo radio power at 1.4 GHz ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) as a function of the X-ray cavity power, for the 29 mini-halos. The candidate (blue dots) and uncertain (red dots) mini-halos are shown. The outlier, the anomalously powerful cavities for the mini-halo power, is in the cluster A2204 and is shown in grey. The best-fit lines using the BCES-orthogonal (solid black) and the BCES-bisector (dashed black) methods are displayed, as well as the 95% confidence regions of the best-fit relation for the BCES-orthogonal method (orange region). Those ones exclude the cluster A2204, while the solid and dashed grey lines in addition to the grey region represent the same thing but including A2204. The best-fit lines are done using every mini-halo, including the candidate and uncertain mini-halos. The magenta star represents PKS 0745-191, while the magenta diamond represents MACSJ1447.4+0827. **Right:** Same but in the plane of the BCG steep radio power at 1 GHz (from Hogan et al. 2015 and Edge, *private communication*) and the X-ray cavity power. The light grey data points are from the fig. 13 in Hogan et al. (2015) to compare clusters hosting mini-halos to the general population of clusters.

due to selection effects. However, as we did not choose our mini-halos based on a minimal brightness value for one of these parameters, but we just use every known mini-halo, the Malmquist bias should not influence strongly our study, we will simply have the brightest mini-halos as they are the easiest to discover.



**Figure 2.7. Left:** Average radius of the mini-halo ( $R_{\text{MH}}$ ) as a function of the X-ray cavity power, for the 29 mini-halos and the lower limits (arrows). The candidate (blue dots) and uncertain (red dots) mini-halos are shown. The magenta star represents PKS 0745-191, while the magenta diamond represents MACSJ1447.4+0827. The outlier, the anomalously powerful cavities for the mini-halo power, is in the cluster A2204 and is shown in grey. Fits are not shown here as there is no clear general trend. **Right:** Same but in the plane of the mini-halo radio power at 1.4 GHz ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and the average radius of the mini-halo ( $R_{\text{MH}}$ ).

Another possible bias arises when distances are implicitly included in both axes which can lead to a false correlation. Mini-halo radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ), cluster X-ray luminosity ( $L_X$ ) and BCG radio luminosity at 1 GHz ( $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ) and at 10 GHz ( $\text{BCG}_{\text{core}}$ ) are calculated using the distance of the object. Therefore, to verify if the correlations found are real, we did similar figures than Fig. 2.3 (right panel), Fig. 2.4 (left panel) and Fig. 2.5 (left panel) but using flux values instead of luminosities or power values. We still find that they are strong correlations and Pearson coefficients were either better or similar. For the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $L_X$  in the flux-flux plane, we have a  $r_p = 0.73$  ( $r_p = 0.77$  in the luminosity-luminosity plane) and a probability of no correlation of 0.00098% (0.00016% in the luminosity-luminosity plane). For the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  in the flux-flux plane, we have a  $r_p = 0.78$  ( $r_p = 0.78$  in the luminosity-luminosity plane) and a probability of no correlation of 0.000083% (0.00011% in the luminosity-luminosity plane),

meaning that the correlation is even stronger in the flux-flux plane. Finally, we have a  $r_p = 0.67$  ( $r_p = 0.74$  in the luminosity-luminosity plane) and a probability of no correlation of 0.011% (0.00055% in the luminosity-luminosity plane) for the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $\text{BCG}_{\text{core}}$  in the flux-flux plane. Those values are similar and thus it confirms the correlations.

## 2.5. Discussion

### 2.5.1. Detection of new mini-halos

#### 2.5.1.1. *PKS 0745-191*

PKS 0745-191 is a strong radio source located just 3 degrees above the galactic mid-plane. It was first observed at 31.3 cm with the Caltech variable-spacing interferometer by Maltby & Moffet (1962). Its radio luminosity is extremely high, being five times the one of the central AGN in the Perseus cluster (Baum & O’Dea, 1991) and in the top 5% of all clusters in the sample of Hogan et al. (2015) in terms of their BCG radio powers. As mentioned, there is no sign of an established jet on either side of the nucleus on our images, but Baum & O’Dea (1991) found with VLA observations that the large-scale structures of the radio jets are amorphous as they seem to have been disrupted on small scales.

PKS 0745-191 is also one of the most massive clusters in our sample of 29 clusters. It harbors a massive cool core and is the nearest cluster with a mass deposition rate greater than  $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Fabian et al. 1985; Arnaud et al. 1987; Allen et al. 1996b). PKS 0745-191 has also been extensively studied with X-ray observatories, starting with *Einstein* observatory (e.g. Fabian et al. 1985, David et al. 1993) then with *EXOSAT* (e.g. Arnaud et al. 1987), *ROSAT* (e.g. Allen et al. 1996a), *ASCA* (e.g. Allen et al. 1996a), *XMM-Newton* (e.g. Chen et al. 2003 , *Swift* (e.g. Hurkett et al. 2008), *Suzaku* (e.g. George et al. 2009; Eckert et al. 2011) and finally *Chandra* (e.g. Sanders et al. 2014). These studies essentially found that the X-ray morphology of the cluster is elliptical and smooth, implying that it is relaxed (Allen et al., 1996a). It is estimated to have a virial radius on the order of 1.7 Mpc (George et al., 2009), a global temperature of  $8.5^{+1.2}_{-0.8}$  keV (David et al., 1993) and a temperature profile that increases sharply with increasing distance from the cluster centre (Allen et al., 1996a). Furthermore, it is the X-ray brightest cluster at  $z > 0.1$  (Edge et al.,

1990), with an X-ray luminosity estimated to be  $1.6 \times 10^{45}$  erg s $^{-1}$  in the 2 – 10 keV band (Arnaud et al. 1987; Allen et al. 1996a).

More recently, Sanders et al. (2014) studied in detail the cluster using new, deep *Chandra* observations (see Fig. 2.1; left panel). They found evidence of multiple X-ray cavities, powerful enough to compensate for the cooling flow, implying that the heating of the X-ray gas via mechanical feedback from the central AGN is able to compensate the radiative losses even in the most extreme clusters. In addition, Sanders et al. (2014) found evidence of multiple cold fronts (highlighted in Fig. 2.1; left panel) as well as a spiral structure. The latter is usually thought to trace sloshing motions. In the right panel of Fig. 2.1, we show our new VLA observations of the cluster at 1 – 2 GHz. In addition to clearly detecting the central AGN, our observations also revealed the presence of an extended, very diffuse and faint component ( $\mu$ Jy level).

As argued in Section 2.2.1, we interpret this component to be a mini-halo. It is highly elongated in the eastern to western direction (similar to the X-ray morphology of the cluster), but is also highly asymmetric and extends to roughly  $\approx 90$  kpc in eastern direction, while only  $\approx 40$  kpc in the western direction. It is one of the smallest, if not the smallest mini-halo detected thus far (average radius of  $\approx 35$  kpc). Indeed, according to Table. 2.1, the average radii of mini-halos usually range between 50 and 300 kpc. Removing the contribution of the central AGN and jets, the diffuse component has a 1.4 radio power of  $P_{1.4 \text{ GHz}} = (1.369 \pm 0.018) \times 10^{24}$  W Hz $^{-1}$ , which is only  $\sim 1\%$  of the total radio power of the integrated radio emission from this BCG.

Recently, Giacintucci et al. (2017) conducted a study based on a complete, mass-limited sample of 75 clusters from the Planck Sunyaev-Zeldovich (SZ) cluster catalog. These authors essentially found that the majority (12 out of 15, 80%) of massive ( $M_{500} > 6 \times 10^{14} M_{\odot}$ ), strong cool core clusters ( $K_0 < 20$  keV cm $^2$ , where  $K_0$  is the core entropy) host mini-halos. Given the properties of PKS 0745-191, it is therefore not surprising to find a mini-halo in this cluster. As shown in the right and left panels of Fig. 2.3, the mini-halo in PKS 0745-191 falls at an average position in the plane of the mini-halo radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and cluster mass ( $M_{500}$ ), as well as the well-known correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and cluster X-ray luminosity ( $L_X$ ). It also follows the strong correlation found between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and X-ray cavity power shown in the left panel of Fig. 2.6. However, it does fall below the new correlation found in

this manuscript between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the BCG component related to past AGN outbursts (BCG<sub>steep</sub>). To further understand the properties of this intriguing mini-halo, additional deeper radio observations would be required to determine if the mini-halo extends beyond the inner cold front. Additional observations at other radio frequencies would also be needed to study the spectral index properties.

#### 2.5.1.2. *MACS J1447.4+0827*

MACS J1447.4+0827 is an extremely massive cluster of galaxies ( $M_{500} = 7.46^{+0.80}_{-0.86} \times 10^{14} M_{\odot}$ ; Planck Collaboration et al. 2015), that was identified as one of the strongest cool core clusters in the Massive Cluster Survey (MACS; Hlavacek-Larrondo et al. 2012). A detailed analysis of the cluster, its X-ray and feedback properties will be presented in a future paper (Prasow-Émond et al. in prep). Here, we focus on its radio properties and in particular, the new mini-halo discovered in Section 2.2.2.

In Section 2.2.2, we presented new 1 – 2 GHz VLA observations that were obtained in 2016 for the cluster (see Fig. 2.2). While the A-configuration observations clearly reveal the presence of a central AGN, coincident with the BCG, as well as two collimated jets extending out to 20 kpc in radius, the B-configuration and C-configuration observations reveal the presence of an additional, faint and diffuse component extending out to 160 kpc in radius, based on the  $3\sigma_{\text{rms}}$  radio contours. Removing the contribution of the central AGN and jets, the diffuse component has a 1.4 GHz radio power of  $P_{1.4 \text{ GHz}} = (2.6 \pm 0.9) \times 10^{24} \text{ W Hz}^{-1}$ .

The structure appears to be elongated in the east-west direction, similar to the X-ray morphology of the cluster. No other deep radio observations are available on the source. Therefore, we can only provide a rough estimate of the spectral index of the mini-halo based on the 1 – 2 GHz VLA observations. Using the Taylor coefficients images produced by the CLEAN task in CASA, which describe the frequency-structure of the source, we find that the diffuse component has a spectral index of  $\alpha = -1.2 \pm 1$ . This is typical of spectral indexes for mini-halos, and is usually interpreted as aging of the relativistic particles (e.g. Ferrari et al. 2008).

The radio emission from MACS J1447.4+0827 shows similarities with the morphology of the peculiar radio emission in RBS797. Gitti et al. (2006) present multifrequencies and

multi-configurations observations of RBS797 where we can clearly see radio emission on three different scales, just as MACS J1447.4+0827 in Fig. 2.2. In both of these clusters, we can see radio jets in kpc scale (top-right panel of Fig. 2.2 for MACS J1447.4+0827), which are perpendicular to the extended structure classified as mini-halo on lower resolution images (bottom-left panel of Fig. 2.2 for MACS J1447.4+0827). This was a very unusual discovery and Gitti et al. (2006) suggest a scenario where the extended emission represents buoyant bubbles of radio emitting plasma created by past jets that expanded. This expansion displaced the thermal gas that filled the X-ray cavities and created the radio lobes we see. However, the two jets seen in the high resolution images are linked to the present activity of the AGN, which has restarted at a different angle. The fact that we see this phenomenon now in two different clusters points toward an even bigger link between the central AGN and the diffuse emission classified as mini-halo.

Based on the study by Giacintucci et al. (2017), given that MACS J1447.4+0827 is a massive and strong cool core cluster, it is also not surprising to find a mini-halo in this cluster. In addition, the mini-halo in MACS J1447.4+0827 falls directly onto the weak trend found between the mini-halo radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and cluster mass ( $M_{500}$ ), as well as the well-known correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and cluster X-ray luminosity ( $L_X$ ). It also follows the strong correlation found between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and X-ray cavity power shown in the left panel of Fig. 2.6. The average radius of the mini-halo is also similar to that seen in other clusters with mini-halos. Overall, MACS J1447.4+0827 therefore appears to host a classical mini-halo given the properties of the cluster.

### 2.5.2. Mini-halos and cluster scale properties

Even if the number of known mini-halos has more than doubled in the last decade, there are still only  $\approx 30$  clusters with confirmed detection so far, with six of these still being candidate or uncertain detections. The understanding of mini-halos has therefore been mainly limited by their small numbers, and their origin remains controversial.

Several authors have reported an interesting correspondence between cold fronts, caused by sloshing of the cool core in the event of a minor merger, and the boundaries of mini-halos (e.g. Mazzotta & Giacintucci 2008). This suggests that the turbulence being generated by the sloshing cores may be contributing to the re-acceleration of the particles, ultimately

producing the radio emission of mini-halos, with or without it being the dominant physical phenomenon. Other authors have also reported that mini-halo radio power scales with cooling flow power ( $P_{\text{CF}} = \dot{M}kT/\mu m_p$ ; Gitti et al. 2004, 2007; Bravi et al. 2016). This suggests that the thermal energy in cool cores must be connected at an even more fundamental level to the non-thermal energy of mini-halos. Interestingly, the Phoenix cluster is an outlier in this trend. It appears to host a mini-halo that may be too faint compared to the cluster cooling flow power (van Weeren et al., 2014) as the Phoenix cluster is one of the strongest cool core clusters with the strongest temperature gradients in the inner  $\sim 400$  kpc (McDonald et al., 2019), yet its mini-halo radio power is low in comparison. The scaling relation between mini-halo radio power and cooling flow power is also related to the new correlation found in this manuscript between the mini-halo radio power and the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  as Hogan et al. (2015) found a general trend for the most powerful BCG radio sources (at 1 GHz, 1.4 GHz and 10 GHz) to be in the most X-ray luminous clusters. As the X-ray luminosity of a cluster is related to its cooling flow power (Fabian, 1994; Gitti et al., 2004), there therefore should be a link between the mini-halos radio power and the cooling flow power of their clusters, at least for the brightest mini-halos.

Recently, Giacintucci et al. (2017) performed the first study based on a complete mass-limited sample of clusters. They found that mini-halos are exclusively found in cool cores (i.e. a cool core is required for the formation of mini-halos; with the exception of A1413) and that they may be rarer in lower-mass cool core clusters (i.e. a massive cluster provides a better environment to form a mini-halo). However, the latter could be caused by an observational bias, since if mini-halo radio power scales with cluster mass, than it would be more difficult to detect mini-halos in lower-mass clusters. This is especially important considering the fact that mini-halo power scales with cluster X-ray luminosity, and that X-ray luminosity scales with cluster mass (although with large scatter; Cassano et al. 2008; Kale et al. 2013, 2015a; see Fig. 2.3).

Here, using the most up-to-date database of mini-halos (29 in total), including the 2 new mini-halos reported in Section 2.2, we confirm that there is a strong, statistically significant correlation between mini-halo radio power and cluster X-ray luminosity (Fig. 2.3; right panel;  $r_p \approx 0.77$  and probability of no correlation of 0.00016% using the Pearson coefficients). We



find a best-fitting relation, in agreement with previous relations (e.g. Kale et al. 2015a), such that:

$$\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) = (1.93 \pm 0.36) \times \log(L_X) - (1.98 \pm 0.40). \quad (2.8)$$

We therefore confirm that there appears to be a strong, intrinsic relation between the thermal and non-thermal properties of clusters. However, we also explored the relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$  using our sample. Giacintucci et al. (2014a) initially explored this correlation based on the sample of 21 mini-halos known at the time. The authors found no evidence of a statistically significant correlation between these parameters ( $r_s \approx 0.3$  and probability of no correlation of 10% using Spearman rank correlation coefficients), in contrast to the relation between radio halo power and cluster mass for giant radio halos (Cassano et al., 2013; Martinez Aviles et al., 2018). Interestingly, using a more up-to-date sample of 29 mini-halos, as well as more systematic estimates of  $M_{500}$  from the Planck collaboration (Planck Collaboration et al., 2014), we find evidence of a relation, more looking like a general trend, between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$  (Fig. 2.3; left panel;  $r_p \approx 0.50$  and probability of no correlation of 0.61% using the Pearson coefficients) such that:

$$\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) = (6.88 \pm 2.66) \times \log(M_{500}) - (5.24 \pm 2.17). \quad (2.9)$$

Cassano et al. (2013) argued that the  $P_{1.4 \text{ GHz}} - M_{500}$  correlation for giant radio halos could be related to the available pool of energy in mergers, with mergers between the most massive clusters harboring a larger supply of energy and therefore turbulence that could drive more powerful giant radio halos (see also Eckert et al. 2017). Since mini-halos are found exclusively in cool core clusters, and therefore clusters that are considered as relaxed clusters, one could argue that such a correlation should not exist for mini-halos. Yet, the probable link between sloshing motions and mini-halos does indicate that mini-halos may be driven in part by mergers (although minor mergers).

Based on current observations and simulations, we believe that, in the cosmic web, clusters are at the intersection of cosmic filaments formed of galaxies. They form through gravitational collapse of primordial high peaks density perturbations and grow by an hierarchical sequence of mergers and accretion of smaller systems driven by gravity (e.g. Peebles & Yu, 1970; Press & Schechter, 1974; Rosati et al., 2002; Voit, 2005; Kravtsov & Borgani, 2012). Thus, higher-mass clusters are in bigger potential wells, and therefore they might

have a higher frequency of (minor) mergers, resulting in more turbulence than in lower-mass clusters. This could explain why we find evidence of a weak trend between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and  $M_{500}$ . Another possible explanation could be that more active AGN live in more massive clusters. A more detailed analysis, in particular using simulations to explore this topic in more detail is needed before confirming such a trend.

### 2.5.3. Mini-halos and BCG properties

The existence of mini-halos requires both the presence of magnetic fields, as well as a population of ultra-relativistic electrons. It has been proposed by several authors that the AGN in the BCG may provide the population of seed electrons needed for the re-acceleration model (e.g. Cassano et al. 2008), given that mini-halos are found exclusively in cool core clusters (with the exception of A1413) and that cool core clusters almost always harbor a powerful central radio AGN (e.g. Hogan et al., 2015). In addition, the jets that are being generated by the AGN in the BCGs may be driving turbulence into the ICM sufficient to offset cooling of the ICM (Zhuravleva et al., 2014), as well as provide the energy needed to re-accelerate the non-thermal particles (Cassano et al., 2008; Hitomi Collaboration et al., 2016; Gitti, 2016; Bravi et al., 2016).

Interestingly, new high-dynamic range VLA images of the Perseus cluster revealed a previously unknown rich structure to the mini-halo (Gendron-Marsolais et al., 2017). The shape of the mini-halo appears to be strongly influenced by the sloshing motions, with the mini-halo curving counterclockwise in the direction of sloshing. However, the mini-halo also appears to leak out beyond the inner cold fronts and is elongated in the same direction as the jet axis of the AGN in the BCG. Perseus is one of the rare clusters where evidence of multiple outbursts from the central AGN is detected (Fabian et al., 2011) due to its closeness and brightness, allowing us to determine with accuracy the jet axis of the black hole over long time scales ( $> 10^8$  Gyrs). The association between the shape of the mini-halo and the jet axis of the AGN in the BCG therefore suggests that mini-halos may also be in part created by phenomena related to the BCG, in addition to those related to sloshing of the core. Therefore, to fully understand what drives the origin of mini-halos, we must also consider possible links to the BCG properties. This was one of the goals of our paper and we discuss our results below.

### 2.5.3.1. *New trends and correlations*

**2.5.3.1.1. Mini-halos and BCG radio power.** Giacintucci et al. (2014a) compared the mini-halo radio power to the radio power of the BCG, both at 1.4 GHz. These authors found evidence of a weak trend between these two quantities ( $r_s \approx 0.5$  and a probability of no correlation of a few percent using the Spearman rank coefficients). They also found a similar trend in the flux-flux plane, implying that the relation between mini-halo radio power and radio power of the BCG may be intrinsic. Such a trend was also initially reported in Govoni et al. (2009), who noted that the most luminous mini-halos were found in clusters with more powerful central AGN. Govoni et al. (2009) however argued that such a correlation was not expected, since the AGN in the centres of clusters undergo multiple cycles over the lifetime of a mini-halo (e.g. Clarke et al. 2009, Randall et al. 2011). Yet, recent studies have clearly shown that on average, feedback from the central AGN can offset cooling in clusters for Giga-year time-scales (Hlavacek-Larrondo et al., 2012, 2015).

An important aspect that was not considered in Giacintucci et al. (2014a) and Govoni et al. (2009) is the fact that the radio power of BCGs is complex, and that its radio SED often contains multiple components, in particular a core component, originating from very near the AGN and reflecting active accretion, as well as a steeper component, originating from older AGN activity. Giacintucci et al. (2014a) considered the radio power of the BCG at 1.4 GHz, without considering the fact that in some BCGs, the radio power at this frequency will be dominated by past activity (i.e. the steep component), whereas for other BCGs, it will be dominated by the current accretion (i.e. the core component). In this manuscript, we therefore explored for the first time the relation between mini-halos and BCG while taking into account the complex radio SED of BCGs.

Figs. 2.4 and 2.5 show the new relations explored in this paper. We find evidence of a strong, statistically significant correlation between the mini-halo radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and the BCG component related to past AGN outbursts ( $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ), with  $r_p \approx 0.78$  and probability of no correlation of 0.00011%, the lowest probability of no correlation of all the relations we explored, such that:

$$\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) = (0.82 \pm 0.13) \times \log(\text{BCG}_{\text{steep}}) - (0.426 \pm 0.094). \quad (2.10)$$

We note however that in the cases where this steep component has a particularly steep spectrum with  $\alpha < -1.5$ , such emission may be contaminated by other acceleration processes towards the centre of the galaxy cluster in which the BCG resides. In other words, in some clusters, part of the mini-halo or even other steep radio emissions (see Section 2.5.3.2) may be contaminating the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  component due to the resolution of the observations. Indeed, in Hogan et al. (2015), the BCG radio powers at 1 GHz were found using L-band (1.4 GHz) observations that were extrapolated to 1 GHz using a spectral index of  $\alpha \sim 1$ . For all clusters, Hogan et al. (2015) used the NVSS (NRAO VLA Sky Survey) and SUMSS (Sydney University Molonglo Sky Survey) radio catalogues which have a poor spatial resolution, with a beam size of  $\sim 45''$ , equivalent to  $\sim 165$  kpc at  $z = 0.227$ , the mean redshift of our clusters. As mini-halos have sizes between  $\sim 30$  and  $\sim 300$  kpc, this beam may be too large to separate completely the mini-halo emission from the BCG emission. However, for  $\sim 60\%$  of the Hogan et al. (2015) clusters, the authors also used data from the FIRST (Radio Images of the Sky at Twenty-Centimeters) survey, which has a resolution of  $\sim 5''$ , equivalent to  $\sim 18$  kpc at  $z = 0.227$ . Therefore, for the majority of the clusters, the radio SEDs of the BCGs should have sufficient resolution to isolate the emission of the BCG from the extended mini-halo emission, meaning that the beam is approximately the same size or a bit bigger than the emission from the central AGN. Therefore, for those clusters, only a small fraction of the mini-halo flux would be included in the flux from the BCG. This fraction should not be significant, as the radio emission from mini-halos is extremely faint compared to the radio emission from the central AGN. Indeed, for several of the mini-halos (e.g. MACSJ0329.6-0211 in Giacintucci et al. 2014a, Ophiuchus in Govoni et al. 2009, PKS 0745-191), the flux of the mini-halo was measured by taking out completely the emission coming from the central region where the AGN flux dominates, usually equivalent to one beam. We are allowed to do this as the flux coming from this region is a really small fraction of the total flux of the mini-halo and therefore negligible. We can see this with mini-halos where we have observations in multiple configurations. For example, for MACS J1447.4+0827, with the configuration A we can better study the emission from the AGN, while with the configuration C we can better study the mini-halo. To find the power of the mini-halo, we therefore took the full emission in the configuration C and subtracted the emission from the central part of the configuration A. With this method, we were able to find exactly what is the contribution of

the mini-halo luminosity and of the AGN luminosity in the central part. We found that the flux in the central region of both configurations is approximately the same, and therefore the mini-halo luminosity is negligible compare to the AGN luminosity in the central part. Also, if we compare the emission from the central region of configuration A and from the extended regions of configuration C, the flux from the mini-halo is two orders of magnitude fainter than the flux from the AGN. This analysis can only be done when multiple configurations or multiple frequencies are available, like in the case of A1835 (Govoni et al., 2009), RXJ 1720.1+2638 (Giacintucci et al., 2014b) and Z3146 (Giacintucci et al., 2014a).

As a significant part of the sample has only a resolution of  $\sim 45''$ , we further explore this potential bias in Fig. 2.4. The dotted lines represent the location where the value of the mini-halo radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) is equivalent to 1% (purple), 10% (blue), 20% (cyan), 30% (green), 40% (light green), 50% (orange) and 100% (red) of the BCG steep radio power at 1.4 GHz. If the percentage is low, we can safely say that  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  is dominated by the power of the BCGs and not by the power of the mini-halos. An extreme example is PKS 0745-191 where the emission from the mini-halo is only  $\sim 1\%$  of the emission from the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ . However, a number of clusters is over the 30% line. For those clusters, we still cannot interpret this by saying that the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  comes almost entirely from the mini-halo, as it depends not only on the resolution of the data, but also on the extend of the mini-halo. It could be possible that a large fraction of the mini-halo emission comes from outside the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  region. For example, the anomalously powerful mini-halo compare to its  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  in Fig. 2.4 is the cluster RXC J1347.5-1145. The mini-halo in this cluster has a radius of 320 kpc. It is therefore understandable that the power of the mini-halo is higher than the power of the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ .

Overall, this implies that although the mini-halo and other radio emissions may be contaminating part of the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  emission in some of our clusters because of the limited spatial resolution in estimating the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  parameter, we estimate that it should not be a dominant factor in explaining the observed correlation between mini-halo radio power and BCG radio power, although such biases need to be taken into account. We note that this relation ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$  versus  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ) is one of the strongest thus known for mini-halos, even when compared to the well-known relation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the cluster X-ray luminosity (Fig. 2.3; right panel). However, we need to be cautious before stating that it indicates a

connection between mini-halos and feedback processes in the BCG as not all clusters have a high enough spatial resolution and the number of clusters over the 30% line is still high in the left a panel of Fig. 2.4. Therefore, we considered another parameters in Section 2.5.3.1.2 which support the relation between mini-halos and AGN feedback without biases.

Finally, and perhaps even more interestingly, we find evidence of a correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the radio component of the BCG that traces ongoing accretion ( $\text{BCG}_{\text{core}}$ ) (see Fig. 2.5; left panel). The probability of no correlation is indeed almost as low as for the correlation between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the X-ray luminosity of the cluster, with a probability of 0.00055%. This is puzzling as we would not expect a clear correlation, and biases should not be the cause of the correlation here as the mini-halo power should not contribute to the BCG radio power at 10 GHz as this is a much flatter emission and the resolution is good enough (typically 4" at C-band, equivalent to 14 kpc at  $z = 0.227$ ) to isolate the emission of the BCG from the extended mini-halo emission. However, if we look at Fig. 2.5, the scatter is somewhat large, therefore it could be seen more as a general trend than a strong correlation. Even that, it may seem unexpected given that AGN vary in time. However, Hogan et al. (2015) found that the X-ray cavity power correlates with both the steep ( $\text{BCG}_{\text{steep}}$ ) and core radio emission ( $\text{BCG}_{\text{core}}$ ), suggestive of steady fueling of the AGN over bubble-rise time scales in clusters with X-ray cavities.

**2.5.3.1.2. Mini-halos and X-ray cavities.** The left panel of Fig. 2.6 shows the relation between the radio power of mini-halos and the X-ray cavity powers of BCGs. The latter were determined from X-ray observations and are therefore a priori independent from radio measurements. We found a strong correlation, with  $r_p \approx 0.84$  and probability of no correlation of 0.016%, such that:

$$\log(P_{1.4 \text{ GHz}}) = (0.79 \pm 0.11) \times \log(\text{Cavity Power}) - (2.07 \pm 0.30). \quad (2.11)$$

If mini-halos are linked to AGN feedback processes, then we can expect mini-halos properties to be correlated to X-ray cavity properties since X-ray cavities in BCGs are created by the displacement of the ICM by the jets of the central AGN. The strong relation seen in the left panel of Fig. 2.6 therefore provides an independent way, free of the biases mentioned in

Section 2.5.3.1.1, to corroborate the relation between mini-halos and AGN feedback, especially considering the fact that X-ray cavity properties are measured from X-ray observations and not radio observations.

Therefore, our study strongly supports the fact that mini-halos must be connected to the feedback properties of BCGs. This relation could arise from the mini-halo’s relativistic particles originating from the central AGN or from the mini-halo’s relativistic particles being re-accelerated by turbulence generated by the jetted outflows of the BCG. We will discuss this in more detail in Section 2.5.4.

In the right panel of Fig. 2.6, we investigated the relation between  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  and X-ray cavity power to study in more detail the composition of  $\text{BCG}_{\text{steep}}$ . Very interestingly, we find that this correlation is significantly weaker compared to the one between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  of the mini-halos and the X-ray cavity powers. Here,  $r_p \approx 0.68$  and the probability of no correlation is 0.78%. This points to the fact that, as mentioned earlier, the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  parameter may include many different components, therefore it will not necessarily correlate directly with the jet emission. It can also be related to any steep spectra emission, as stated in Hogan et al. (2015) and discussed in Section 2.5.3.2. This is why, the correlation found here, between the radio power of mini-halos and the X-ray cavity powers of BCGs, is a much stronger testimony to the relation between mini-halos and AGN feedback. Note that in the right panel of Fig. 2.6, we also included the 26 data points from fig. 13 in Hogan et al. (2015) in light grey. We clearly see that for clusters hosting a mini-halo, the  $\text{BCG}_{\text{steep}}$  is weaker for a given cavity power. This may be indicating that clusters with mini-halos are older. Therefore, the emission from the steep component of the BCG would be fainter than when the cavities were first created. Mini-halos could be seen as forming only in clusters with older outbursts as they take time for form.

**2.5.3.1.3. Mini-halos sizes.** We note that there appears to be no strong correlation between the size of the mini-halos and the radio properties of BCGs, their X-ray cavity powers or the mini-halo’s radio power at 1.4 GHz (see right panels of Figs. 2.5 and 2.4, and left panel of Fig. 2.7). Alternatively, the shape of mini-halos might be driven by other processes, such as the sloshing motions which could help distribute the relativistic electrons and create boundaries at the location of the cold fronts (e.g. ZuHone et al., 2013). Another explanation

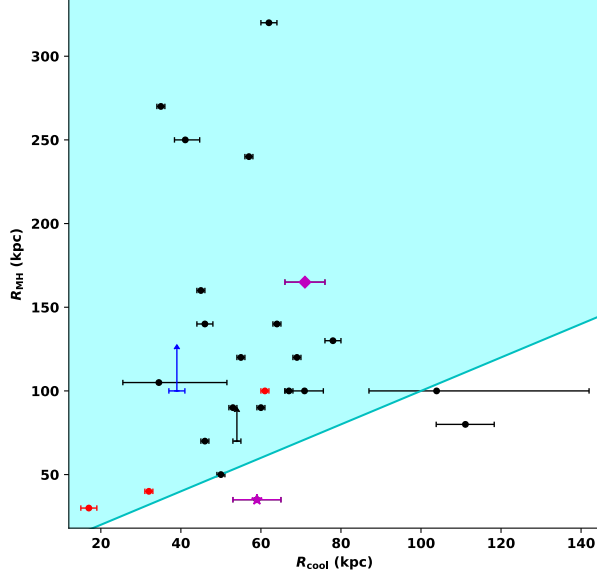
to this lack of correlation, especially in the mini-halos'  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and average size plane, is that we may not be seeing the full extent of the mini-halos. Indeed, new observations at lower frequencies with the new generation of radio telescopes have been able to detect the outer emission of mini-halos that were not seen before (e.g. Savini et al. 2019). We will therefore need to wait for new observations for example with LOFAR to study these correlations in more detail as mini-halos are brighter at lower frequencies.

Finally, in Fig. 2.8 we illustrate the average mini-halo radius as a function of the cooling radius. Interestingly, mini-halos appear to be systematically larger than the cool cores (except for the mini-halo in PKS 0745-19). Here, we define the cooling radius as the radius at which the cooling time is equal to 3 Gyrs (Bravi et al., 2016), such that this time represents the average time since the last major collision of the galaxy cluster. Often, the cooling radius is also defined as the radius at which the cooling time is equal to the  $z = 1$  look-back time ( $\approx 7.7$  Gyrs). This corresponds to the time that a cooling flow should have had the time to establish itself since many clusters at  $z = 1$  appear to have similar properties to present-day ones. Given that the cooling time profiles of strong cool cores, such as those that harbor mini-halos, are very similar (e.g. Voigt & Fabian, 2004; Hlavacek-Larrondo et al., 2012; Panagoulia et al., 2014), such a definition would have resulted in the cooling radii being on average 2 times larger. The size of mini-halos would therefore appear to be the same order of magnitude as the cool cores size, implying yet again a connection between cool cores and mini-halos.

### 2.5.3.2. *Categorizing mini-halos with other radio structures*

When large-scale radio structures began to be discovered in clusters of galaxies, it was thought that giant radio halos and mini-halos were part of completely distinct categories. Indeed, it was thought that giant radio halos were the size of clusters ( $\sim$ Mpc), located exclusively in non-cool-core clusters and had ultra-steep index spectra, while mini-halos were thought to be smaller ( $\sim 50 - 300$  kpc), located in cool-core clusters and had steep index spectra. However, as more radio structures are being discovered in clusters of galaxies, the distinction between giant radio halos and mini-halos is not as clear anymore. Indeed, the now confirmed mini-halo in A1413 is the first mini-halo found in a non-cool-core cluster as this cluster has a moderate entropy value, which was found by Giacintucci et al. (2017).





**Figure 2.8.** Average radius of the mini-halo ( $R_{\text{MH}}$ ) as a function of the cooling radius of the cluster ( $R_{\text{cool}}$ ), for the 29 mini-halos and the lower limits (arrows). The candidate (blue dots) and uncertain (red dots) mini-halos are shown. The solid cyan line illustrates the one-to-one line, while the cyan region represents where the average radius of the mini-halos is bigger than the cooling radius of the cluster. The magenta star represents PKS 0745-191, while the magenta diamond represents MACSJ1447.4+0827.

Furthermore, some clusters were found to host both a mini-halo in their core and a giant radio halo extending to Mpc scales. This is the case in PSZ1G139.61+24, where the tentative mini-halo ( $\sim 100$  kpc) is presented in Giacintucci et al. (2017) and the giant radio halo ( $> 500$  kpc) was discovered by Savini et al. (2018) with a LOFAR image. The two components have different spectral indexes and are therefore probably of distinct origins. PSZ1G139.61+24 is a cool-core cluster that shows a cold front which suggests the presence of gas sloshing. Savini et al. (2018) suggest that the giant radio halo is produced by a minor merger that did not disrupt the cool-core cluster. However, it was always thought that giant radio halos were produced via major mergers. The same situation is seen in RX J1720.1+2638. In this case, the mini-halo ( $\sim 160$  kpc) was studied in Giacintucci et al. (2014a) and contained within two cold fronts. However, Savini et al. (2019) found a new diffuse component ( $\sim 600$  kpc) in a 144 MHz LOFAR image. There are however not enough counts in the X-ray image to see if there are cold fronts on a larger scale around the giant radio halo, as is seen in the cluster A2142, a cool-core cluster hosting a giant radio-halo (Venturi et al., 2017). With a growing

number of such mixed systems, it is becoming clear that giant radio halos and mini-halos should not be regarded as two distinct categories of radio structures but might be connected as discussed in the review by van Weeren et al. (2019).

On the scales of mini-halos, it is becoming clear that separating the radio emission associated with the mini-halo from other radio emissions, especially those from the BCG, is challenging especially without high spatial resolution and multiple frequencies images. For example, in RX J1720.1+2638, there is also a head-tail radio galaxy connected to the mini-halo. To disentangle the radio emission from both components (mini-halo versus head-tail source), the cluster was studied using multiple frequencies (144 MHz with LOFAR from Savini et al. 2019; 317 MHz and 617 MHz with GMRT from Giacintucci et al. 2014b; 1.28 MHz, 1.48 GHz, 4.86 GHz and 8.44 GHz with the VLA from Giacintucci et al. 2014b). This enabled the authors to separate the two components via their spectral indexes, a way to differentiate emissions from different sources. However, without these high spatial resolution and multi-frequencies observations, it would not have been possible to separate the two components. This is also the case for the distinction between the radio emission of the mini-halo and the radio emission of the jets of the central AGN, present in the majority of clusters with known mini-halos. New studies at low frequencies are also finding that mini-halos are contaminated with older, not yet identified, emission probably from past AGN activities in a number of clusters (e.g. in 2A 0335+096 with LOFAR data from Kokotanekov et al. 2017; in A1795 with GMRT data from Kokotanekov et al. 2018).

As it is becoming clear that giant radio halos and mini-halos no longer form two distinct categories of radio structures, we argue that this is also the case for the radio emission in the core of the cluster around the central AGN. This is why it was not possible to affirm that the BCG radio power at 1 GHz only consists of the jets emission, but probably a combination of multiple emissions, and why it was very useful to look at the relation between the power of the mini-halos and the power of the cavities to support the link between mini-halos and AGN feedback. We therefore stress the importance in obtaining higher spatial resolution observations at multiple frequencies to better understand the origin of all of the diffuse radio structures in clusters of galaxies.

#### 2.5.4. Important implications for the origin of mini-halos

Mini-halos arise from synchrotron emission that is produced by relativistic particles and magnetic fields. Magnetic fields are known to be embedded within the ICM, but the relativistic particles need to either be created or re-accelerated in-situ. The relativistic particles are thought to come, at least in part, from the central AGN of the cluster. If this is the case, re-acceleration processes need to occur to explain the extended nature of mini-halos. Our current understanding of the origin of mini-halos is that they are related to sloshing motions of cool-cores in clusters, since many mini-halos are bounded by cold fronts (e.g. Mazzotta et al., 2003; Markevitch & Vikhlinin, 2007). This sloshing motion, arising from minor-mergers, is thought to cause turbulence in the ICM which can then re-accelerate the particles of mini-halos (e.g. Mazzotta & Giacintucci, 2008; ZuHone et al., 2013; Giacintucci et al., 2014a).

However, based on the strong correlations found in this paper linking mini-halo properties to AGN feedback properties (BCG radio emission and X-ray cavity power), the main conclusion of this paper is that mini-halos and AGN feedback processes must be connected at a fundamental level. As proposed earlier in the literature, the mini-halo's relativistic particles may originate from the central AGN and they are afterwards re-accelerated by a source such as sloshing. However, another possibility, suggested by the morphology of the mini-halo in the Perseus cluster (Gendron-Marsolais et al., 2017) and earlier studies (e.g. Cassano et al., 2008; Gitti et al., 2015; Gitti, 2015; Bravi et al., 2016), is that the jets from the central AGN generate enough turbulence to re-accelerate the non-thermal particles of mini-halos.

Therefore, sloshing motions due to minor mergers may not be the dominant driver of the formation of mini-halos. The main driver may instead be AGN feedback creating turbulence in the ICM. This is also supported by the fact that we are starting to realize that with good enough X-ray images, we find cold fronts (the signature of sloshing motions) in almost all cool-core clusters, yet only  $\approx 30$  mini-halos are known so far. Furthermore, we did not find a strong correlation between the power of mini-halos and the  $M_{500}$  of the clusters. This correlation in giant radio halo is thought to be related to the available pool of energy in mergers. Thus, the fact that we found only a very weak trend here might indicate that

even if mini-halos may be driven in part by minor-mergers, these mergers may not be the dominant factor for the re-acceleration of the particles and thus the origin of mini-halos.

The sloshing motion creating the cold fronts could instead be responsible for driving the overall shape of the mini-halos in the sense that these motions could distribute the relativistic electrons throughout the cluster while creating physical boundaries at the location of the cold fronts (e.g. ZuHone et al., 2013). This could explain why some mini-halos are now found with emission spilling past their cold fronts (e.g. the mini-halo in the Perseus cluster; Gendron-Marsolais et al. 2017) and it explains the weak trend found with  $M_{500}$ , a possible proxy of mergers.

Hence, here we argue that sloshing may only be contributing to shaping the overall shape of the mini-halos, but the underlying engine lighting up the mini-halos may be AGN feedback. Such a scenario should be tested with simulations and would imply that AGN feedback not only plays a fundamental role in energizing the thermal gas in clusters of galaxies (preventing massive cooling flows from occurring), but it may also play a crucial role in energizing the non-thermal particles.

## 2.6. Summary

In this study, we have identified 2 previously unknown mini-halos using new, high-dynamic range VLA images. These mini-halos reside in the massive, strong cool core clusters PKS 0745-191 and MACS J1447.4+0827. Combining these new detections to the known mini-halos in the literature, we have explored several new correlations between mini-halo properties and cluster properties.

In addition to confirming the known correlation between mini-halo radio power ( $P_{1.4 \text{ GHz}}$ ) and cluster X-ray luminosity, we have also found evidence of a trend between  $P_{1.4 \text{ GHz}}$  and the cluster mass ( $M_{500}$ ) using a more homogeneous database for the cluster mass based on the Planck database, such that the most massive clusters of galaxies host the most luminous mini-halos.

We also explored for the first time in detail the relation between radio mini-halos and AGN feedback processes in clusters of galaxies using new measurements and parameters. By decomposing the radio emission of the BCG into a component associated with on-going accretion (core emission) and another associated with past AGN activity (steep component),

we find evidence of a strong correlation between the mini-halo radio power and the BCG steep radio power component, as well as between the mini-halo radio power and the X-ray cavity power. We also find evidence of trends between the mini-halo radio power and the BCG core emission.

From these results, our study suggests that there must be a connection between the feedback processes of the central AGN and the eventual mini-halo that is formed. Exactly how this occurs will require a more in depth study using simulations. Yet, similar trends are emerging for other diffuse radio sources in clusters. In particular, van Weeren et al. (2017) report the discovery of a direct connection between a radio relic and a radio galaxy in A3411-3412, indicating that cluster shock fronts can re-accelerate fossil relativistic electrons that originate from AGN. Overall, they find that radio AGN play an important role in determining the non-thermal properties of the ICM in clusters. It may therefore not be surprising to find a similar trend for mini-halos.

With the advent of new radio telescopes in the near future, the study of diffuse radio structures in galaxy clusters will improve dramatically. As mentioned before, LOFAR will enable us to discover the full extent of mini-halos and its surveys, like the LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS), will detect numbers of new mini-halos (e.g. Savini et al. 2018, 2019). On a longer timescale, the Square Kilometer Array (SKA1 and SKA2) is predicted to detect hundreds to thousands of new mini-halos, enabling detailed statistical analyses of mini-halos to be performed for the first time (Kale et al., 2016; Iqbal et al., 2017; Gitti et al., 2018).

## Acknowledgments

ARL is supported by NSERC (Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada) through the NSERC Alexander-Graham-Bell Canada Graduate Scholarships-Master's Program (CGS M) and by FRQNT (Fonds de recherche du Québec - Nature et technologies) through the FRQNT Graduate Studies Research Scholarship - M. Sc. level under grant #209839. JHL is supported by NSERC through the discovery grant and Canada Research Chair programs, as well as FRQNT. RN acknowledges support by FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) under grant 2017/01461-2. ACF acknowledges ERC Advanced Grant 340442.

## Bibliography

- Abdo A. A., et al., 2009, ApJ, 699, 31
- Ackermann M., et al., 2010, ApJ, 717, L71
- Ahnen M. L., et al., 2016, A&A, 589, A33
- Akritas M. G., Bershadsky M. A., 1996, ApJ, 470, 706
- Aleksić J., et al., 2010, ApJ, 710, 634
- Aleksić J., et al., 2012, A&A, 541, A99
- Allen S. W., Fabian A. C., Kneib J. P., 1996a, MNRAS, 279, 615
- Allen S. W., Fabian A. C., Edge A. C., Bautz M. W., Furuzawa A., Tawara Y., 1996b, MNRAS, 283, 263
- Arnaud K. A., Johnstone R. M., Fabian A. C., Crawford C. S., Nulsen P. E. J., Shafer R. A., Mushotzky R. F., 1987, MNRAS, 227, 241
- Arnaud M., Pointecouteau E., Pratt G. W., 2005, A&A, 441, 893
- Ascasibar Y., Markevitch M., 2006, ApJ, 650, 102
- Bacchi M., Feretti L., Giovannini G., Govoni F., 2003, A&A, 400, 465
- Baum S. A., O'Dea C. P., 1991, MNRAS, 250, 737
- Bennett C. L., Larson D., Weiland J. L., Hinshaw G., 2014, ApJ, 794, 135
- Best P. N., von der Linden A., Kauffmann G., Heckman T. M., Kaiser C. R., 2007, MNRAS, 379, 894
- Bîrzan L., Rafferty D. A., McNamara B. R., Wise M. W., Nulsen P. E. J., 2004, ApJ, 607, 800
- Bîrzan L., McNamara B. R., Nulsen P. E. J., Carilli C. L., Wise M. W., 2008, ApJ, 686, 859
- Bravi L., Gitti M., Brunetti G., 2016, MNRAS, 455, L41
- Brunetti G., Jones T. W., 2014, International Journal of Modern Physics D, 23, 1430007
- Brunetti G., Cassano R., Dolag K., Setti G., 2009, A&A, 507, 661
- Buote D. A., 2001, ApJ, 553, L15
- Burns J. O., 1990, AJ, 99, 14
- Cassano R., Gitti M., Brunetti G., 2008, A&A, 486, L31
- Cassano R., Etori S., Giacintucci S., Brunetti G., Markevitch M., Venturi T., Gitti M., 2010, ApJ, 721, L82
- Cassano R., et al., 2013, ApJ, 777, 141

Cavagnolo K. W., McNamara B. R., Nulsen P. E. J., Carilli C. L., Jones C., Birzan L., 2010, *ApJ*, 720, 1066

Chen Y., Ikebe Y., Böhringer H., 2003, *A&A*, 407, 41

Clarke T. E., Blanton E. L., Sarazin C. L., Anderson L. D., Gopal-Krishna Douglass E. M., Kassim N. E., 2009, *ApJ*, 697, 1481

David L. P., Slyz A., Jones C., Forman W., Vrtilik S. D., Arnaud K. A., 1993, *ApJ*, 412, 479

Dunn R. J. H., Fabian A. C., 2006, *MNRAS*, 373, 959

Dunn R. J. H., Fabian A. C., 2008, *MNRAS*, 385, 757

Ebeling H., Edge A. C., Böhringer H., Allen S. W., Crawford C. S., Fabian A. C., Voges W., Huchra J. P., 1998, *MNRAS*, 301, 881

Ebeling H., Edge A. C., Mantz A., Barrett E., Henry J. P., Ma C. J., van Speybroeck L., 2010, *MNRAS*, 407, 83

Eckert D., Molendi S., Gastaldello F., Rossetti M., 2011, *A&A*, 529, A133

Eckert D., Gaspari M., Vazza F., Gastaldello F., Tramacere A., Zimmer S., Ettori S., Paltani S., 2017, *ApJ*, 843, L29

Edge A. C., Stewart G. C., Fabian A. C., Arnaud K. A., 1990, *MNRAS*, 245, 559

Ettori S., Gastaldello F., Gitti M., O'Sullivan E., Gaspari M., Brighenti F., David L., Edge A. C., 2013, *A&A*, 555, A93

Fabian A. C., 1994, *ARA&A*, 32, 277

Fabian A. C., 2012, *ARA&A*, 50, 455

Fabian A. C., Sanders J. S., 2007, in Böhringer H., Pratt G. W., Finoguenov A., Schuecker P., eds, *Heating versus Cooling in Galaxies and Clusters of Galaxies*. p. 65 ([arXiv:astro-ph/0612426](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612426)), doi:10.1007/978-3-540-73484-0\_13

Fabian A. C., et al., 1985, *MNRAS*, 216, 923

Fabian A. C., et al., 2011, *MNRAS*, 418, 2154

Feretti L., Giovannini G., Govoni F., Murgia M., 2012, *A&ARv*, 20, 54

Ferrari C., Govoni F., Schindler S., Bykov A. M., Rephaeli Y., 2008, *Space Sci. Rev.*, 134, 93

Fujita Y., Ohira Y., 2011, *ApJ*, 738, 182

Fujita Y., Ohira Y., 2013, *MNRAS*, 428, 599

Fujita Y., Kohri K., Yamazaki R., Kino M., 2007, *ApJ*, 663, L61

Gendron-Marsolais M., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 3872

George M. R., Fabian A. C., Sanders J. S., Young A. J., Russell H. R., 2009, *MNRAS*, 395, 657

Ghizzardi S., Rossetti M., Molendi S., 2010, *A&A*, 516, A32

Giacintucci S., Markevitch M., Brunetti G., Cassano R., Venturi T., 2011, *A&A*, 525, L10

Giacintucci S., Markevitch M., Venturi T., Clarke T. E., Cassano R., Mazzotta P., 2014a, *ApJ*, 781, 9

Giacintucci S., Markevitch M., Brunetti G., ZuHone J. A., Venturi T., Mazzotta P., Bourdin H., 2014b, *ApJ*, 795, 73

Giacintucci S., Markevitch M., Cassano R., Venturi T., Clarke T. E., Brunetti G., 2017, *ApJ*, 841, 71

Giovannini G., Tordi M., Feretti L., 1999, *New Astron.*, 4, 141

Gitti M., 2013, *MNRAS*, 436, L84

Gitti M., 2016, preprint, ([arXiv:1602.08312](https://arxiv.org/abs/1602.08312))

Gitti M., Brunetti G., Setti G., 2002, *A&A*, 386, 456

Gitti M., Brunetti G., Feretti L., Setti G., 2004, *A&A*, 417, 1

Gitti M., Feretti L., Schindler S., 2006, *A&A*, 448, 853

Gitti M., Ferrari C., Domainko W., Feretti L., Schindler S., 2007, *A&A*, 470, L25

Gitti M., et al., 2015, in *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*. p. 76 ([arXiv:1412.5664](https://arxiv.org/abs/1412.5664))

Gitti M., Brunetti G., Cassano R., Etori S., 2018, *A&A*, 617, A11

Govoni F., Murgia M., Markevitch M., Feretti L., Giovannini G., Taylor G. B., Carretti E., 2009, *A&A*, 499, 371

Greisen E. W., 2003, *Information Handling in Astronomy - Historical Vistas*, 285, 109

Guo F., Oh S. P., 2008, *MNRAS*, 384, 251

Hitomi Collaboration et al., 2016, *Nature*, 535, 117

Hlavacek-Larrondo J., Fabian A. C., Edge A. C., Ebeling H., Sanders J. S., Hogan M. T., Taylor G. B., 2012, *MNRAS*, 421, 1360

Hlavacek-Larrondo J., et al., 2013, *ApJ*, 777, 163

Hlavacek-Larrondo J., et al., 2015, *ApJ*, 805, 35



Hogan M. T., et al., 2015a, MNRAS, 453, 1201  
Hogan M. T., et al., 2015b, MNRAS, 453, 1223  
Hogg D. W., Bovy J., Lang D., 2010, preprint, ([arXiv:1008.4686](https://arxiv.org/abs/1008.4686))  
Hurkett C. P., et al., 2008, ApJ, 679, 587  
Ignesti A., Gitti M., Brunetti G., Feretti L., Giovannini G., 2017, A&A, 604, A21  
Ignesti A., Gitti M., Brunetti G., O’Sullivan E., Sarazin C., Wong K., 2018, A&A, 610, A89  
Iqbal A., Kale R., Majumdar S., Nath B. B., Pandge M., Sharma P., Malik M. A., Raychaudhury S., 2017, Journal of Astrophysics and Astronomy, 38, 68  
Isobe T., Feigelson E. D., Akritas M. G., Babu G. J., 1990, ApJ, 364, 104  
Jacob S., Pfrommer C., 2017, MNRAS, 467, 1449  
Kale R., Gitti M., 2017, MNRAS, 466, L19  
Kale R., Parekh V., 2016, MNRAS, 459, 2940  
Kale R., Venturi T., Giacintucci S., Dallacasa D., Cassano R., Brunetti G., Macario G., Athreya R., 2013, A&A, 557, A99  
Kale R., et al., 2015a, A&A, 579, A92  
Kale R., Venturi T., Cassano R., Giacintucci S., Bardelli S., Dallacasa D., Zucca E., 2015b, A&A, 581, A23  
Kale R., et al., 2016, Journal of Astrophysics and Astronomy, 37, 31  
Kokotanekov G., et al., 2017, A&A, 605, A48  
Kokotanekov G., Wise M. W., de Vries M., Intema H. T., 2018, A&A, 618, A152  
Kravtsov A. V., Borgani S., 2012, ARA&A, 50, 353  
Laganá T. F., Andrade-Santos F., Lima Neto G. B., 2010, A&A, 511, A15  
Malmquist K. G., Ohlsson J. B., 1922, Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie I, 101, 1  
Maltby P., Moffet A. T., 1962, ApJS, 7, 141  
Markevitch M., Vikhlinin A., 2007, Phys. Rep., 443, 1  
Markevitch M., Vikhlinin A., Mazzotta P., 2001, ApJ, 562, L153  
Martinez Aviles G., et al., 2018, A&A, 611, A94  
Mazzotta P., Giacintucci S., 2008, ApJ, 675, L9  
Mazzotta P., Markevitch M., Vikhlinin A., Forman W. R., David L. P., van Speybroeck L., 2001, ApJ, 555, 205

Mazzotta P., Edge A. C., Markevitch M., 2003, *ApJ*, 596, 190

McDonald M., et al., 2012, *Nature*, 488, 349

McDonald M., et al., 2015, *ApJ*, 811, 111

McDonald M., et al., 2019, arXiv e-prints, p. arXiv:1904.08942

McMullin J. P., Waters B., Schiebel D., Young W., Golap K., 2007, in Shaw R. A., Hill F., Bell D. J., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*. p. 127

McNamara B. R., Nulsen P. E. J., 2012, *New Journal of Physics*, 14, 055023

Mittal R., Hudson D. S., Reiprich T. H., Clarke T., 2009, *A&A*, 501, 835

Nemmen R. S., Georganopoulos M., Guiriec S., Meyer E. T., Gehrels N., Sambruna R. M., 2012, *Science*, 338, 1445

O’Sullivan E., Giacintucci S., David L. P., Gitti M., Vrtilik J. M., Raychaudhury S., Ponman T. J., 2011, *ApJ*, 735, 11

Owers M. S., Nulsen P. E. J., Couch W. J., Markevitch M., 2009, *ApJ*, 704, 1349

Panagoulia E. K., Fabian A. C., Sanders J. S., 2014, *MNRAS*, 438, 2341

Pandey-Pommier M., Richard J., Combes F., Edge A., Guiderdoni B., Narasimha D., Bagchi J., Jacob J., 2016, in Reylé C., Richard J., Cambrésy L., Deleuil M., Pécontal E., Tresse L., Vauglin I., eds, *SF2A-2016: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*. pp 367–372 (arXiv:1612.00225)

Peebles P. J. E., Yu J. T., 1970, *ApJ*, 162, 815

Pfrommer C., Enßlin T. A., 2004, *A&A*, 413, 17

Planck Collaboration et al., 2014, *A&A*, 571, A29

Planck Collaboration et al., 2015, *A&A*, 581, A14

Pratt G. W., Croston J. H., Arnaud M., Böhringer H., 2009, *A&A*, 498, 361

Press W. H., Schechter P., 1974, *ApJ*, 187, 425

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN. The Art of Scientific Computing* (Cambridge : Cambridge Univ. Press),

Rafferty D. A., McNamara B. R., Nulsen P. E. J., Wise M. W., 2006, *ApJ*, 652, 216

Randall S. W., et al., 2011, *ApJ*, 726, 86

Rosati P., Borgani S., Norman C., 2002, *ARA&A*, 40, 539

Sanders J. S., Fabian A. C., Taylor G. B., 2009, *MNRAS*, 393, 71

Sanders J. S., Fabian A. C., Hlavacek-Larrondo J., Russell H. R., Taylor G. B., Hofmann F., Tremblay G., Walker S. A., 2014, MNRAS, 444, 1497

Savini F., et al., 2018, MNRAS, 478, 2234

Savini F., et al., 2019, A&A, 622, A24

Sijbring L. G., 1993, PhD thesis, University of Groningen

Sommer M. W., Basu K., Intema H., Pacaud F., Bonafede A., Babul A., Bertoldi F., 2017, MNRAS, 466, 996

Taylor G. B., Barton E. J., Ge J., 1994, AJ, 107, 1942

Taylor G. B., Fabian A. C., Allen S. W., 2002, MNRAS, 334, 769

Venturi T., et al., 2017, A&A, 603, A125

Vikhlinin A., et al., 2009, ApJ, 692, 1033

Voigt L. M., Fabian A. C., 2004, MNRAS, 347, 1130

Voit G. M., 2005, Reviews of Modern Physics, 77, 207

Von Der Linden A., Best P. N., Kauffmann G., White S. D. M., 2007, MNRAS, 379, 867

Walker S. A., Fabian A. C., Kosec P., 2014, MNRAS, 445, 3444

Yuan Z. S., Han J. L., Wen Z. L., 2015, ApJ, 813, 77

Zandanel F., Pfrommer C., Prada F., 2014, MNRAS, 438, 124

Zhao H.-H., Jia S.-M., Chen Y., Li C.-K., Song L.-M., Xie F., 2013, ApJ, 778, 124

Zhuravleva I., et al., 2014, Nature, 515, 85

ZuHone J. A., Markevitch M., Brunetti G., Giacintucci S., 2013, ApJ, 762, 78

van Weeren R. J., et al., 2014, ApJ, 786, L17

van Weeren R. J., et al., 2017, Nature Astronomy, 1, 0005

van Weeren R. J., de Gasperin F., Akamatsu H., Brüggén M., Feretti L., Kang H., Stroe A., Zandanel F., 2019, Space Sci. Rev., 215, 16



# Chapitre 3

---

## Conclusion

Tel que décrit dans ce mémoire, les amas de galaxies sont des environnements complexes dans lesquels se déroulent de nombreux phénomènes mieux compris grâce à des décennies d'observations. Malgré tout, maints questionnements restent encore sans réponse. Par exemple, le premier radio halo géant a été découvert dans l'amas de galaxies Coma en 1959 (Large et al., 1959), tandis que le premier mini-halo a été observé dans l'amas de Persée en 1975 (Miley & Perola, 1975). Malgré cela, très peu de ces émissions ont été confirmées jusqu'à présent, soit seulement 65 radio halos géants et 26 mini-halos. L'origine des émissions radio diffuses dans les amas de galaxies demeure ainsi un mystère, puisque cette émission radio provient d'une émission synchrotron qui requiert des particules relativistes et des champs magnétiques. Ces derniers sont présents dans l'ICM, mais les particules ne devraient pas être relativistes aux distances où sont positionnées les émissions radio diffuses, c'est-à-dire de  $\sim 100$  kpc à  $\sim 2$  Mpc par rapport au centre de l'amas. Le projet de recherche présenté dans ce mémoire se concentre principalement sur les mini-halos. Les hypothèses déjà amenées sur leur origine sont soit par la création d'électrons sur place par des collisions inélastiques entre les protons cosmiques et les protons thermiques du l'ICM, soit par la ré-accélération via la turbulence dans l'ICM d'une population de particules fossiles, c'est-à-dire avec suffisamment d'énergie initiale. La deuxième hypothèse est favorisée dans la littérature. La population de particules fossiles pourrait venir de l'AGN de la BCG de l'amas de galaxies, tandis que la turbulence pourrait soit être due à un mouvement d'oscillation de l'ICM dû à des fusions mineures, soit être due à la rétroaction de l'AGN. Comme la deuxième option a moins été étudiée dans la littérature et que des études récentes de l'amas de Persée (Gendron-Marsolais et al., 2017) sont en accord avec cette hypothèse, nous avons décidé de nous concentrer sur celle-ci.

Nous avons donc dressé la liste la plus complète de la littérature de tous les mini-halos connus, incluant deux nouveaux mini-halos découverts par notre collaboration, soit dans les amas de galaxies PKS 0745-191 et MACS J1447.4+0827. Ce dénombrement inclut 26 mini-halos, ainsi que trois candidats et trois incertains. Nous avons tout d’abord recueilli les propriétés de chaque mini-halo, soit la puissance radio à 1,4 GHz et la taille de ceux-ci, et calculé ces valeurs pour nos deux mini-halos et pour ceux manquants dans la littérature. Suite à cela, nous avons répertorié et calculé les propriétés de leur amas hôte ainsi que de la BCG centrale. Les propriétés utilisées ont été la masse, la luminosité rayons X et le rayon de refroidissement de l’amas, puis la puissance des cavités et les puissances radio à 1 GHz et à 10 GHz de la BCG. Ces propriétés nous ont permis d’étudier de nouvelles corrélations entre les propriétés des mini-halos et de leur amas de galaxies, tout en confirmant des corrélations connues avec un plus grand ensemble de mini-halos. De plus, nous avons fait une étude statistique détaillée de chacune de ces relations grâce aux algorithmes de régression BCES.

Nous avons tout d’abord confirmé la forte corrélation entre la puissance des mini-halos et la luminosité rayons X des amas de galaxies, mais l’étude de cette relation avec un paramètre trouvé de façon plus systématique, soit la masse des amas, n’a donné qu’une faible corrélation voulant que les amas les plus massifs contiennent les mini-halos les plus puissants. Cette relation était déjà connue pour les radio halos géants et était expliquée par l’énergie disponible dans les fusions d’amas, il est donc normal que cette relation ne donne pas une forte corrélation pour les mini-halos. Par la suite, nous avons exploré de nouvelles relations reliant les mini-halos et la BCG de leur amas de galaxies. Comme l’émission radio provenant de la BCG provient de plusieurs composantes, nous avons utilisé la décomposition de la SED faite par Hogan et al. (2015), c’est-à-dire entre une composante dominée par l’activité présente et donc du coeur de l’AGN, et une composante dominée par l’activité passée, c’est-à-dire l’émission provenant principalement des jets et des lobes radio. Comme nous voulions particulièrement étudier s’il existait une relation entre les mini-halos et la rétroaction de l’AGN de la BCG, nous nous sommes intéressés à la relation entre la puissance des mini-halos et celle de la composante d’activité passée et nous avons trouvé la meilleure corrélation jusqu’à présent avec une probabilité de non-corrélation de 0,00011%. Par contre, la résolution des données pour certains mini-halos n’était pas assez bonne pour démêler l’émission provenant des jets et celle provenant des mini-halos. Nous avons donc exploré plus en profondeur cette potentielle contamination, et malgré que ceci ne devrait pas être un facteur

dominant pour expliquer la corrélation observée, il y avait un biais que nous ne pouvions complètement ignorer. Nous avons donc décidé d'étudier la relation entre la puissance des mini-halos et celle des cavités de la BCG, une valeur indépendante des mesures radio, et donc sans contamination provenant du mini-halo. Nous avons trouvé une forte corrélation (probabilité de non-corrélation de 0,016%), ce qui appuie grandement, sans biais et de façon indépendante, la relation entre les mini-halos et la rétroaction de l'AGN, puisque c'est la rétroaction mécanique qui produit les cavités rayons X (voir section 1.3.3.1). Cette relation pourrait être liée soit au fait que les particules fossiles des mini-halos proviennent directement des jets, soit au fait que les particules sont ré-accélérées par la turbulence générée par les jets de la BCG. Dans cette étude, nous proposons que les mini-halos et la rétroaction de l'AGN soient connectés à un niveau fondamental, de telle façon que cette rétroaction soit un facteur dominant dans la ré-accélération. Dans ce scénario, le mouvement d'oscillation, avec comme signature des fronts froids, serait plutôt responsable de la forme des mini-halos en distribuant les particules à travers l'amas.

Dans le futur, pour augmenter la compréhension de l'origine des mini-halos, il faudra augmenter notre bassin de mini-halos pour permettre des analyses statistiques plus poussées et il faudra obtenir des observations radio à la fine pointe de la technologie pour observer l'ensemble de l'émission radio puisque nous avons trouvé que la taille des mini-halos ne corrèle avec rien, peut-être par manque du signal étendu. Pour ce faire, au courant de la prochaine année, je vais mener des demandes de temps sur le VLA pour étudier premièrement PKS 0745-191 à de plus basses fréquences pour être capable d'observer l'entièreté de ce mini-halo puisqu'il fait partie des mini-halos les plus petits dans notre relevé, bien que la puissance de la composante passée de sa BCG est la plus puissante (voir tableau 2.1). De plus, sa morphologie est très particulière (voir figure 2.1). Deuxièmement, nous voulons observer l'amas de faible masse ou le groupe de galaxies MRC 0116+11, puisqu'une émission radio ressemblant à un mini-halo y a été détectée par Bagchi et al. (2009), mais la classification est tellement incertaine que ce mini-halo n'est pas comptabilisé dans les études. Il serait donc intéressant de l'étudier avec le VLA pour trouver l'origine de cette émission, puisqu'un mini-halo n'a jamais été découvert dans un amas de si faible masse.

De façon plus générale, plusieurs nouveaux télescopes radio vont être mis en fonction ou améliorés dans le futur, ce qui va permettre d'améliorer grandement l'étude des émissions radio diffuses dans les amas de galaxies. Présentement, LOFAR et ses recensements (par

exemple le LoTSS; e.g. Shimwell et al. 2017; Gitti et al. 2018) vont permettre la découverte d’innombrables mini-halos et d’étudier avec précision leurs détails et leur étendue totale. Plusieurs nouvelles découvertes d’émissions radio ont permis de découvrir que, malgré leurs différences, les mini-halos et les radio halos géants se ressemblent plus que précédemment pensé. Ils pourraient peut-être être liés physiquement l’un à l’autre avec de nombreux radios halos géants trouvés dans des amas à coeur froid, la confirmation d’un mini-halo dans un amas à coeur non-froid, et même des amas à coeur froid contenant un mini-halo et un radio halo géant (e.g. Savini et al., 2018, 2019). Ces découvertes seront aidées par le VLA *Sky Survey* (VLASS; e.g. Clarke et al. 2014), un recensement à 2 – 4 GHz. De plus, des travaux d’amélioration du GMRT (uGMRT; e.g. Gupta et al. 2017) vont élargir la bande de fréquences et améliorer les récepteurs, ce qui va augmenter la sensibilité utilisée pour observer les sources diffuses. Finalement, à plus long terme, le projet SKA prévu en 2025 formera un télescope avec plus d’un kilomètre carré de surface collective totale grâce à des milliers d’antennes distribuées en Australie et en Afrique du Sud (Kale et al., 2016; Iqbal et al., 2017; Gitti et al., 2018). Les études montrent que ce télescope va permettre de découvrir des centaines, voire des milliers de mini-halos, ce qui va permettre, sans aucun doute, de bien étudier statistiquement les mini-halos et ainsi d’avoir une meilleure idée de leur origine.

## Bibliographie

- Bagchi J., et al., 2009, MNRAS, 399, 601  
Clarke T., et al., 2014, arXiv e-prints, p. arXiv:1401.0329  
Gendron-Marsolais M., et al., 2017, MNRAS, 469, 3872  
Gitti M., Brunetti G., Cassano R., Etori S., 2018, A&A, 617, A11  
Gupta Y., et al., 2017, Current Science, 113, 707  
Hogan M. T., et al., 2015, MNRAS, 453, 1201  
Iqbal A., et al., 2017, Journal of Astrophysics and Astronomy, 38, 68  
Kale R., et al., 2016, Journal of Astrophysics and Astronomy, 37, 31  
Large M. I., Mathewson D. S., Haslam C. G. T., 1959, Nature, 183, 1663  
Miley G. K., Perola G. C., 1975, A&A, 45, 223  
Savini F., et al., 2018, MNRAS, 478, 2234  
Savini F., et al., 2019, A&A, 622, A24  
Shimwell T. W., et al., 2017, A&A, 598, A104



# Annexe A

---

## Congrès où l'étudiante a présenté ses résultats

### A.1. WOMEN IN PHYSICS CANADA (WiPC)

**Médium :** Affiche

**Titre :** Measuring the Mass of PKS 0745-191, One of the Most Massive Black Holes in the Universe Using Hubble Space Telescope Data

**Lieu :** McGill University, Montréal (QC), Canada

**Date :** 25-28 juin 2019

**Auteurs :** A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, J. L. Walsh

### A.2. RENCONTRE ANNUELLE DE LA SOCIÉTÉ CANADIENNE D'ASTRONOMIE (CASCA)

**Médium :** Conférencière sélectionnée

**Titre :** New Insight About the Origin of Mini-Halos in Clusters of Galaxies

**Lieu :** McGill University, Montréal (QC), Canada

**Date :** 17-20 juin 2019

**Auteurs :** A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, M. Latulippe, G. B. Taylor, J. S. Sanders, M. T. Hogan, A. C. Edge, M. Gendron-Marsolais, A. C. Fabian, R. S. Nemmen, C. L. Rhea, G. Demontigny

### **A.3. RENCONTRE SCIENTIFIQUE ANNUELLE DU CENTRE DE RECHERCHE EN ASTROPHYSIQUE DU QUÉBEC (CRAQ)**

**Médium** : Conférencière sélectionnée

**Titre** : La chasse aux trous noirs les plus massifs de l'Univers à l'aide du télescope spatial Hubble

**Lieu** : Auberge du Lac-à-l'Eau-Claire, Saint-Alexis-des-Monts (QC), Canada

**Date** : 8-10 mai 2019

**Auteurs** : A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, J. L. Walsh

### **A.4. WOMEN IN PHYSICS CANADA (WiPC)**

**Médium** : Conférencière sélectionnée

**Titre** : On the Relation Between Active Galactic Nucleus (AGN) Feedback in Clusters of Galaxies

**\*Prix\*** : Une des trois meilleures présentations étudiantes

**Lieu** : Université de Sherbrooke, Sherbrooke (QC), Canada

**Date** : 17-20 juillet 2018

**Auteurs** : A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, M. Latulippe, G. B. Taylor, M.T. Hogan, A. C. Edge, M. Gendron-Marsolais, A. C. Fabian, J. S. Sanders, G. Demontigny

### **A.5. WOMEN IN PHYSICS CANADA (WiPC)**

**Médium** : Affiche

**Titre** : Hunting for the Most Massive Black Holes in the Universe Using Hubble Space Telescope Data

**Lieu** : Université de Sherbrooke, Sherbrooke (QC), Canada

**Date** : 17-20 juillet 2018

**Auteurs** : A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, J. L. Walsh

### **A.6. RENCONTRE SCIENTIFIQUE ANNUELLE DU CENTRE DE RECHERCHE EN ASTROPHYSIQUE DU QUÉBEC (CRAQ)**

**Médium** : Conférencière sélectionnée

**Titre** : La relation entre les mini-halos et la rétroaction des noyaux actifs de galaxies (AGN)

dans les amas de galaxies

**Lieu :** Auberge du Lac-à-l'Eau-Claire, Saint-Alexis-des-Monts (QC), Canada

**Date :** 9-11 mai 2018

**Auteurs :** A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, M. Latulippe, G. B. Taylor, M.T. Hogan, A. C. Edge, M. Gendron-Marsolais, A. C. Fabian, J. S. Sanders, G. Demontigny

## **A.7. EXPLORING THE UNIVERSE WITH JWST-II**

**Médium :** Affiche

**Titre :** The Relation Between Mini-Halos and the Feedback of Supermassive Black Holes

**Lieu :** Université de Montréal, Montréal (QC), Canada

**Date :** 24-28 octobre 2016

**Auteurs :** A. Richard-Laferrrière, J. Hlavacek-Larrondo, G. B. Taylor, M. Gendron-Marsolais, A. C. Fabian, J. S. Sanders, G. Demontigny

## **A.8. Autres (entrevue et symposium)**

1. **Raison :** Présentation de 10 minutes d'un de mes projets de recherche pour une entrevue pour obtenir un doctorat au Leiden Observatory de Universiteit Leiden.

**Médium :** Conférencière invitée

**Titre :** On the Relation Between Mini-Halos and AGN Feedback in Clusters of Galaxies

**Lieu :** Leiden Observatory, Universiteit Leiden, Leiden, Pays-Bas

**Date :** 11-12 février 2019

2. **Raison :** Présentation de 30 minutes dans le cadre du Symposium Annuel de Physique pour un Avenir en Recherche et en Industrie (SAPHARI) destinée aux étudiants en physique de l'Université de Montréal pour qu'ils en apprennent sur les possibilités d'avenir en physique. J'ai présenté ma recherche ainsi que le département d'astrophysique de l'Université de Montréal.

**Médium :** Conférencière invitée

**Titre :** Astrophysique : La chasse aux trous noirs les plus massifs de l'Univers

**Lieu :** Université de Montréal, Montréal (QC), Canada

**Date :** 8-9 mars 2018



# Annexe B

---

## Demandses pour du temps d'observation

En astrophysique observationnelle, les demandes pour obtenir du temps d'observation sur des télescopes sont essentielles. En effet, la science que nous faisons requiert nécessairement des observations d'objets ou de phénomènes de l'Univers pour que nous puissions les analyser et ainsi mieux comprendre la physique qui les décrit. Ceci permet ensuite de comparer ces observations avec la théorie développée plus tôt pour l'infirmier ou la confirmer, et sert de base pour développer de nouvelles théories qui n'auraient peut-être jamais vu le jour sans des observations. Les observations peuvent aussi être comparées à des simulations pour découvrir si les théories utilisées sont les bonnes. Toutes ces observations demandent des télescopes de haute performance qui sont construits et financés par des institutions et des pays, souvent en collaboration. Ainsi, pour obtenir du temps sur ces télescopes, il faut faire une demande décrivant les observations demandées, les objectifs scientifiques et l'importance de ces observations. Le premier auteur ou la première auteure de la demande, appelé l'investigatrice principale ou investigateur principal (PI – *Principal Investigator*), doit faire partie d'une des institutions ou d'un des pays finançant ce télescope. Elle ou il bâtit la demande et forme une équipe de scientifiques (les co-I) qui ont les connaissances nécessaires pour mener à bien le projet si les observations sont obtenues. Les demandes sont évaluées par un comité d'allocation du temps (TAC – *Time Allocation Committee*) selon l'innovation, l'impact et la qualité de la demande, et selon l'utilité du télescope choisi. Ce processus est très compétitif, particulièrement pour les grands télescopes. Par exemple, pour le VLA et le CFHT, environ 30% des demandes sont acceptées. Ensuite, les observations des demandes de temps acceptées sont faites durant les mois qui suivent si les conditions climatiques le permettent. Les demandes de temps auxquelles j'ai participé durant ma maîtrise sont énumérées au tableau B.1, où la phase 1 représente la demande de temps elle-même et la phase 2 représente un plan technique très détaillé des observations fait une fois que la demande de temps est acceptée.

**Tab. B.1.** Demandes pour du temps d'observation sur des télescopes.

Télescope (Instrument)	Identifiant	Temps	Cible(s)	Rôle	PI	Année
VLA	20A-092	Soumis (22h)	NGC 1275	Co-I	M. Gendron-Marsolais	2019
VLA	20A-198	Soumis (20h)	Coma	Co-I	J. Hlavacek-Larrondo	2019
CFHT (SITELE)	19BC04	4h obtenues	NGC 1275	Co-I	J. Hlavacek-Larrondo	2019
CFHT (SITELE)	19AD96	2h obtenues	M87	PI (Phase 1 & 2)	A. Richard-Laferrrière	2019
VLA	18B-171	10h obtenues	MS 0735.6+7421	En charge de la phase 2	J. Hlavacek-Larrondo	2018
CFHT (SITELE)	18AC21/97	23h obtenues	M87, NGC 5813	Co-I	J. Hlavacek-Larrondo	2018