

**UNIVERSITÉ PARIS CITÉ**

École Doctorale 560 – Sciences de la Terre et de l'Environnement et  
Physique de l'Univers de Paris

ASTROPHYSIQUE INSTRUMENTATION MODÉLISATION – UMR 7158

**Thèse de doctorat**

**Spécialité : Physique de l'Univers**

---

**COUPLAGE ACCRÉTION – ÉJECTION  
DANS LES MICROQUASARS ET SOURCES  
X ULTRALUMINEUSES**

---

**Mathilde ESPINASSE**

Sous la direction de Stéphane CORBEL

Thèse soutenue publiquement le 2 février 2023 devant un jury composé de :

Sylvain Chaty (Professeur, Université Paris Cité)  
Frédéric Daigne (Professeur, Sorbonne Université)  
Natalie Webb (Astronome, IRAP)  
Giulia Migliori (Chercheuse, INAF-IRA)  
Pierre-Olivier Petrucci (Directeur de recherche, IPAG)  
Stéphane Corbel (Professeur, Université Paris Cité)

Président du jury  
Rapporteur  
Rapporteuse  
Examinatrice  
Examineur  
Directeur de thèse





*Pour Mamilène, je suis contente que ce soit tombé sur la Chandeleur  
Et pour Granny, tu auras vu le début mais pas la fin...*



---

# RÉSUMÉ

---

Dans l'Univers, des processus d'éjection de matière sont observés dans un large éventail de systèmes accrétants ; néanmoins, la formation et la propagation de ces jets sont encore mal expliquées. Dans le cas des microquasars, un trou noir de masse stellaire accrète de la matière de son étoile compagnon, ce qui forme un disque d'accrétion ; en parallèle, la matière et l'énergie accrétées sont en partie éjectées sous la forme de jets puissants. Les jets peuvent exister à des échelles très variées, des jets compacts collimatés de quelques dizaines d'unités astronomiques jusqu'aux jets discrets en mouvement à l'échelle du parsec. Ma thèse vise à explorer le lien entre l'accrétion de matière et la présence de jets, pour mieux comprendre ces processus d'éjection. Je me suis concentrée principalement sur les jets discrets, qui ont l'avantage d'être détectables jusqu'à plusieurs mois d'affilée, et d'être séparables par imagerie du cœur de la binaire X. D'après des estimations récentes, ces jets emportent une quantité très élevée d'énergie, ce qui fait de leur compréhension un objectif essentiel de l'étude de la physique des hautes énergies.

Au cours de cette thèse, j'ai utilisé différentes sources de données, en radio et en X, pour m'intéresser successivement à plusieurs microquasars. J'ai pu étudier les jets discrets du microquasar MAXI J1820+070 – qui avaient déjà été détectés en radio – grâce à un programme d'observation dans les rayons X avec Chandra. Leur mouvement clairement décéléré au cours du temps est révélateur d'une interaction avec le milieu interstellaire, qui provoque des chocs accélérant les particules du jet à des énergies supérieures à 10 TeV. Ensuite, j'ai suivi MAXI J1803-298 pendant plusieurs mois avec MeerKAT au sein du grand projet international ThunderKAT. Les jets discrets de cette source ne sont pas résolus, mais l'indice spectral des détections radio durant l'état mou signale leur présence ; ceci laisse penser qu'une majorité de microquasars pourrait émettre des jets discrets, qui seraient simplement non résolus. Des observations d'archive du VLA m'ont permis de décrire la propagation des jets discrets de XTE J1748-288 sur plus d'un an, et notamment d'observer l'apparition d'une zone immobile d'interaction continue. Enfin, des observations dédiées à la source X ultralumineuse NGC 5408 X-1 ont été réalisées avec MeerKAT. Elles ne m'ont toutefois pas permis de mettre en évidence de variabilité radio liée à des jets à court ou plus long terme.

Le travail effectué au cours de cette thèse a permis d'obtenir des connaissances précieuses sur les jets discrets, notamment en mettant en évidence la quantité d'énergie très élevée qu'ils arrachent au système au cours de leur éjection, et d'identifier plusieurs zones d'interaction de jets discrets avec le milieu interstellaire. De plus, on a découvert une quatrième source dont les jets discrets sont détectables dans les X – ce qui atteste de leur très forte énergie interne.

**Mots-clés : Microquasars – Binaires X — Trous noirs — Jets relativistes – Accrétion**

---

# ABSTRACT

---

In the Universe, matter ejection processes are observed in a wide range of accreting systems – but the formation and propagation of these jets are still poorly explained. In microquasars, a stellar-mass black hole accretes matter from its companion star, thus forming an accretion disc; in parallel, the accreted matter and energy are partly channeled into powerful jets. Jets can evolve on very different scales: from compact, collimated jets of tens of astronomical units, to moving, discrete ejecta at parsec scales. My PhD thesis aimed at studying the link between accretion of matter and the presence of jets, in order to better understand the ejection processes. I focused mainly on discrete jets, which have the advantages of being detectable for up to several months, and of being resolved from the core of the X-ray binary. According to recent estimates, these jets carry very high amounts of energy, which makes their understanding central to the study of high-energy astrophysics.

During this thesis, I used different sources of X-ray and radio data. The discrete jets of the microquasar MAXI J1820+070, already detected in radio, were studied in the X-rays thanks to a Chandra proposal. Their motion, that is clearly decelerated with time, is indicative of interactions with the interstellar medium, which are responsible for shocks accelerating particles in the jet to energies above 10 TeV. I also monitored MAXI J1803-298 during several months with MeerKAT as part of the Large Survey Project ThunderKAT. The discrete ejecta of this source are not resolved, but the spectral index of the radio detections during the soft state indicates their presence – this suggests that a majority of microquasars may emit discrete jets that simply are unresolved. Archival VLA observations allowed me to study the propagation of discrete jets from XTE J1748-288 over more than a year, and in particular to observe the appearance of a stationary region of carried-on interaction. Finally, the ultraluminous X-ray source NGC 5408 X-1 was studied through dedicated observations with MeerKAT, which however did not enable me to unearth any short- or long-term radio variability linked to jets.

The work carried out during this thesis has contributed to provide valuable insights into discrete jets, including by highlighting the very high amount of energy they pull out of the system during their ejection, and to identify several areas of jet interaction with the interstellar medium. In addition, the fourth source for which discrete jets are detectable in X-rays – proof of their very high internal energy – has been discovered.

**Keywords :** Microquasars – X-ray binaries – Black holes – Relativistic jets – Accretion





---

## REMERCIEMENTS

---

*Bien qu'ils arrivent en introduction de ce manuscrit, je rédige ces remerciements comme point final à ces trois ans et demi de travail de thèse, après la soutenance au cours de laquelle on m'a décerné le titre de Docteur en Physique de l'Univers.*

Je vais commencer par les remerciements d'ordre professionnel, et donc bien sûr par Stéphane. Merci d'avoir accepté de travailler avec moi pendant 4 ans en stage de M2 puis en thèse, pour tes conseils et pour ton expertise scientifique. Ces années de thèse n'ont pas toujours été faciles pour nous deux, suite aux confinements et à divers problèmes personnels, je tiens donc à te remercier de ton soutien durant cette période.

Merci à Jerome Rodriguez : si tu n'avais pas accepté ma candidature en stage de L3, quand je voulais « travailler sur les trous noirs », je ne serais jamais arrivée jusqu'à cette thèse sur les binaires X et ce titre de docteur.

Merci aux membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'en faire partie, en venant pour cela parfois de loin. Un remerciement particulier à Sylvain Chaty, président du jury, pour avoir contribué à me détendre durant toute la soutenance (je suis désolée que les autres aient volé tes questions ^^). J'étais allée à Bologne dès mon premier mois de thèse en septembre 2019 pour recevoir l'aide précieuse de Giulia Migliori sur les données Chandra : cela m'a touchée que tu acceptes de faire le voyage inverse pour faire partie de mon jury de thèse, d'autant plus que l'on se connaît depuis mon stage de L3. Merci à mes deux rapporteurs pour leurs remarques constructives pour améliorer le manuscrit. Une mention spéciale à Frédéric Daigne : ce n'est pas donné à tout le monde d'avoir la même personne comme expert dans son jury de stage de M1, représentant du master dans son jury de stage de M2, et rapporteur dans son jury de thèse.

I switch here to English so that my thanks can be understood by their recipients. I would like to thank Prof. Rob Fender for welcoming me for my first year of Master's Degree internship and for all the work we have been doing together since, as part of ThunderKAT and for my postdoc applications. Thanks to Sara Motta and Joe Bright for welcoming me in Oxford and for helping me with everythig I needed, it has been great to work with you again as part of ThunderKAT.

J'ai déjà évoqué une partie des gens ayant contribué au travail inclus dans cette thèse, par leur aide pour l'analyse de données ou leur perspective sur certains résultats. Je voudrais à ce sujet aussi remercier Phil Kaaret, James Miller-Jones et Tom Russell, pour des discussions utiles sur les résultats obtenus, l'analyse de données et la programmation d'observations, et Mickaël Coriat pour son accueil à Toulouse – sans ton aide je n'aurais jamais maîtrisé la *self-calibration*.

Merci à tous les membres de CHAOS pour nos séjours studieux à la montagne, et à Pop en particulier pour leur organisation. Dans le contexte compliqué du COVID et des déplacements pour collaborations et conférences très compliqués, le fait de pouvoir se retrouver pour échanger dans un cadre détendu était vraiment précieux.

Dans le registre de l'évasion hors du travail de thèse, merci aussi à mes collègues du Palais de la Découverte de m'avoir offert la possibilité de présenter des exposés réguliers au public, j'ai vraiment adoré la médiation scientifique et l'ambiance dans cette super équipe.

Merci aux autres doctorants du DAP pour la bonne ambiance et les déjeuners des doctorants avant le COVID. Un remerciement particulier à Quentin pour notre travail en binôme au service des autres doctorants, et à mes colocataires Noé et Anne-Cécile. Courage Anne-Cécile, tu y es presque !

*Last but not least*, je voudrais remercier Lilia Tremou de m'avoir appris la réduction des données radio à mon arrivée en stage, et de m'avoir aidée patiemment pour tous les problèmes rencontrés dans ce domaine, malgré la montagne de choses que tu avais toujours à faire. Enfin, un grand merci à Francesco Carotenuto, mon collègue et co-bureau de thèse. En plus d'être toujours d'une aide précieuse, tu as rendu ces années de thèse bien plus agréables et drôles, le bureau m'a semblé bien vide après ton départ pour Oxford.

Dans un registre plus personnel, je voudrais remercier toutes les personnes qui m'ont permis d'une manière ou d'une autre de survivre et de m'amuser pendant ces années parfois difficiles.

Joëlle, Louise, Nolwenn, merci en vrac (vous vous reconnaissez ;) ) pour les discussions sur Downton Abbey, les chutes de lit superposé, les plans plus ou moins improvisés, les souvenirs d'alarmes incendie, les matchs de hand, les sorties ciné ou balade dans Paris, l'aventure dans un sous-marin plus vrai que nature, la bonne humeur, tout ce que j'oublie dans cette liste et tous les bons moments passés avec vous !

Michaël, je pense que mon ordinateur te remercie sincèrement – tu lui as probablement évité de passer par la fenêtre un certain nombre de fois. Merci pour ton soutien précieux, que ce soit pour le code de la source de l'enfer, pour le soutien moral indéfectible, pour les soirées série+jap, et pour tellement d'autres choses.

Merci à mes parents pour leur soutien énorme depuis des années, que ce soit moral, logistique, et sur tant d'autres aspects, et sans qui je n'aurais jamais achevé cette thèse. Merci à mon grand-père aussi, je t'entends déjà me dire que tu ne comprendras rien à ce manuscrit, mais je peux te dire que si tu n'avais pas été là toutes ces années, le résultat aurait forcément été différent.

Je finis par les deux personnes qui me connaissent (et me supportent) depuis le plus longtemps sur cette planète. Anaëlle et Éloïse, je ne vais pas énumérer tout ce pour quoi je vous remercie, je ne trouverai jamais assez de papier pour imprimer tout ça – alors juste *merci*.

---

## SIGLES ET ACRONYMES

---

<b>ACIS</b>	<i>Advanced CCD Imaging Spectrometer</i>
<b>AGN</b>	<i>Active Galactic Nucleus</i> , noyau actif de galaxie
<b>ALMA</b>	<i>Atacama Large Millimeter/submillimeter Array</i>
<b>AMI-LA</b>	<i>Arcminute Microkelvin Imager Large Array</i>
<b>ASAS-SN</b>	<i>All-Sky Automated Survey for Supernovae</i>
<b>ATCA</b>	<i>Australia Telescope Compact Array</i>
<b>CCD</b>	<i>Charge Coupled Device</i> , dispositif à transfert de charge
<b>CIAO</b>	<i>Chandra Interactive Analysis of Observations</i>
<b>eMERLIN</b>	<i>enhanced Multi-Element Remotely Linked Interferometer Network</i>
<b>HST</b>	<i>Hubble Space Telescope</i>
<b>INTEGRAL</b>	<i>International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory</i>
<b>MAXI</b>	<i>Monitor of All-sky X-ray Image</i>
<b>NICER</b>	<i>Neutron Star Interior Composition Explorer</i>
<b>NuSTAR</b>	<i>Nuclear Spectroscopic Telescope Array</i>
<b>PSF</b>	<i>Point Spread Function</i> , fonction d'étalement de point
<b>RXTE</b>	<i>Rossi X-ray Timing Explorer</i>
<b>SKA</b>	<i>Square Kilometer Array</i>
<b>ThunderKAT</b>	<i>The Hunt for Dynamic and Explosive Radio Transients with MeerKAT</i> , un des Large Science Projects (grands projets scientifiques) de MeerKAT.
<b>VLA</b>	<i>Very Large Array</i>
<b>VLBI</b>	<i>Very Long Baseline Interferometry</i>



---

# TABLE DES MATIÈRES

---

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Sigles et acronymes	ix
Avant-propos	xvii
<b>1 Objets compacts accrétants</b>	<b>1</b>
1.1 Objets compacts . . . . .	1
1.2 Accrétion dans les systèmes binaires . . . . .	6
1.3 Extension aux sources X ultralumineuses . . . . .	12
<b>2 Couplage entre accrétion et éjection</b>	<b>17</b>
2.1 Sursaut d'un microquasar . . . . .	17
2.2 Éjections associées aux sursauts . . . . .	21
2.3 Corrélation radio – X dans l'état dur . . . . .	28
<b>3 Jets relativistes des microquasars</b>	<b>35</b>
3.1 Jets discrets relativistes . . . . .	35
3.2 Propriétés de l'éjection . . . . .	40
3.3 Interaction avec le milieu interstellaire . . . . .	45
<b>4 Instruments et méthodes utilisés</b>	<b>51</b>
4.1 Rayons X . . . . .	51
4.2 Radio . . . . .	57
<b>5 Suivi d'une binaire X en éruption : MAXI J1803–298</b>	<b>73</b>
5.1 Présentation de MAXI J1803–298 . . . . .	73
5.2 Campagnes d'observation . . . . .	76
5.3 Étude du sursaut de MAXI J1803–298 . . . . .	82
5.4 Corrélation radio – X . . . . .	91
5.5 Considérations sur les jets discrets . . . . .	93
<b>6 Jets relativistes du microquasar MAXI J1820+070</b>	<b>99</b>
6.1 Source émettrice de jets radio . . . . .	99
6.2 Campagne d'observation Chandra . . . . .	101
6.3 Mouvement propre décéléré . . . . .	108
6.4 Morphologie des jets . . . . .	111

6.5	Étude énergétique . . . . .	114
6.6	Discussion et perspectives . . . . .	116
<b>7</b>	<b>Jets relativistes du microquasar XTE J1748–288</b>	<b>123</b>
7.1	Présentation de XTE J1748–288 . . . . .	123
7.2	Jeu de données d’archive . . . . .	124
7.3	Résultats préliminaires . . . . .	131
7.4	Perspectives . . . . .	143
<b>8</b>	<b>Extension aux sources extra-galactiques : NGC 5408 X–1</b>	<b>145</b>
8.1	Présentation de NGC 5408 X–1 . . . . .	145
8.2	Données et réduction . . . . .	147
8.3	Résultats et discussion . . . . .	149
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>165</b>
	<b>Liste des articles de recherche</b>	<b>171</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>231</b>

---

# LISTE DES FIGURES

---

1.1	Les trois types d'objets compacts existants . . . . .	2
1.2	Équipotentiellles de Roche pour $q = 0,26$ . . . . .	8
1.3	Spectre d'un disque d'accrétion . . . . .	11
2.1	Courbe de lumière de GX 339–4 . . . . .	18
2.2	États d'équilibre dans le plan $\Sigma - T$ . . . . .	19
2.3	Diagramme luminosité – dureté . . . . .	22
2.4	Spectre d'un jet compact . . . . .	25
2.5	Distribution spectrale d'énergie d'un microquasar dans l'état dur . . . . .	27
2.6	Corrélation radio – X . . . . .	29
2.7	Corrélation radio – X : différence d'efficacité radiative . . . . .	32
2.8	Plan fondamental d'activité des trous noirs . . . . .	34
3.1	Jets discrets de GRS 1915+105 . . . . .	35
3.2	Modèle de propagation des jets discrets . . . . .	38
3.3	Pic radio de XTE J1859+226 lors du changement d'état . . . . .	40
3.4	Réapparition tardive de jets discrets . . . . .	47
3.5	Ajustement du mouvement propre de jets larges . . . . .	48
3.6	Modèle de jet large se propageant dans une cavité de faible densité . . . . .	50
4.1	Principe de focalisation des rayons X avec des miroirs de Wolter . . . . .	52
4.2	<i>Chandra X-ray Observatory</i> . . . . .	53
4.3	<i>Neil Gehrels Swift Observatory</i> . . . . .	54
4.4	<i>Readout streak</i> . . . . .	55
4.5	Interféromètre constitué de deux antennes . . . . .	58
4.6	MeerKAT . . . . .	61
4.7	<i>Very Large Array</i> . . . . .	62
4.8	Comparaison de deux images avant et après <i>self-calibration</i> . . . . .	71
5.1	Impact de l'inclinaison sur la courbe de lumière X . . . . .	75
5.2	Courbe de lumière de MAXI J1803–298 . . . . .	83
5.3	Spectres radio de MAXI J1803–298 . . . . .	85
5.4	Zoom sur la courbe de lumière radio de MAXI J1803–298 . . . . .	86
5.5	Diagramme intensité – dureté de MAXI J1803–298 . . . . .	89
5.6	Corrélation radio – X de MAXI J1803–298 . . . . .	92
5.7	Séparation angulaire . . . . .	95
6.1	Jets radio de MAXI J1820+070 . . . . .	100
6.2	Images Chandra de MAXI J1820+070 . . . . .	105
6.3	Images MeerKAT et VLA de MAXI J1820+070 . . . . .	106
6.4	Séparation angulaire entre le cœur et les jets . . . . .	109

6.5	Profil des observations Chandra de MAXI J1820+070 . . . . .	112
6.6	Profil perpendiculaire du jet sud en novembre 2018 . . . . .	113
6.7	SED pour les trois détections simultanées en X et en radio . . . . .	115
7.1	Images obtenues pour les deux calibrations . . . . .	129
7.2	Courbe de lumière X et radio de XTE J1748–288 . . . . .	132
7.3	Courbe de lumière radio totale de XTE J1748–288 . . . . .	135
7.4	XTE J1748–288 en bande Ku . . . . .	137
7.5	Mouvement propre des jets discrets de XTE J1748–288 . . . . .	139
7.6	Images supplémentaires en bande Ku . . . . .	144
8.1	Courbe de lumière Swift/XRT de NGC 5408 X–1 . . . . .	145
8.2	Zoom sur la partie centrale de l’image MeerKAT du 16 juillet 2019 . . . . .	148
8.3	Sources de contrôle utilisées avec PyBDSF . . . . .	149
8.4	Courbes de lumière de six sources de contrôle . . . . .	153
8.5	Résultats obtenus avec <code>imfit</code> pour NGC 5408 X–1 . . . . .	155
8.6	Évolution long terme du flux de NGC 5408 X–1 . . . . .	156
8.7	Image radio après 12 heures d’observation de NGC 5408 X–1 . . . . .	158
8.8	Superposition des images radio et optique de NGC 5408 X–1 . . . . .	162
8.9	Image HST optique et infrarouge de la galaxie naine NGC 5408 . . . . .	163



---

# LISTE DES TABLEAUX

---

1.1	Paramètre de compacité des astres compacts . . . . .	4
4.1	Lignes de base selon la configuration du VLA . . . . .	63
4.2	Liste des bandes de fréquence du VLA . . . . .	63
4.3	Résolution du VLA . . . . .	63
5.1	Observations MeerKAT de MAXI J1803–298 . . . . .	78
5.2	Observations Swift de MAXI J1803–298 . . . . .	80
6.1	Observations Chandra, MeerKAT et VLA de MAXI J1820+070 . . .	102
6.2	Nombre de photons pour les détections effectuées par <code>wavdetect</code> . . .	104
6.3	Détections du cœur de MAXI J1820+070 . . . . .	107
6.4	Détections des jets nord et sud . . . . .	107
6.5	Valeurs de $p$ obtenues pour les tests de Kolmogorov-Smirnov . . . . .	111
6.6	Comparaison entre microquasars émetteurs de jets larges . . . . .	118
7.1	Campagne d’observation VLA de XTE J1748–288 en 1998 . . . . .	125
8.1	Observations MeerKAT de NGC 5408 X–1 . . . . .	154



---

## AVANT-PROPOS

---

*La vérité, c'est que même les grosses collections de livres courants déforment l'espace, comme peut en attester tout amateur ayant déjà fouiné chez un très vieux bouquiniste à l'ancienne, à l'intérieur d'une de ces boutiques qu'on dirait conçues par monsieur Escher dans un de ses mauvais jours, avec plus d'escaliers que d'étages et des rayonnages qui aboutissent à de petites portes sûrement trop basses pour le passage d'un humain de taille normale. L'équation appropriée est la suivante : savoir = pouvoir = énergie = matière = masse ; une bonne librairie n'est qu'un trou noir distingué qui sait lire.*

— TERRY PRATCHETT, *Au Guet*  
Traduit par Patrick Couton

Derrière ce trait humoristique qui fera sourire tout astrophysicien amateur de boutiques de livres d'occasion se cachent plusieurs concepts intéressants. D'abord, les trous noirs, en raison de leur forte masse concentrée en une singularité, déforment l'espace-temps. Ensuite, énergie et matière sont étroitement liées, notamment à proximité des trous noirs. Plus que sur la physique théorique de la relativité générale, c'est sur ce dernier point que cette thèse va se concentrer : le devenir de la matière et de l'énergie à proximité d'un trou noir. Pour étudier cela, quelle meilleure cible que les trous noirs qui rencontrent naturellement de grandes quantités de matière au cours de leur vie, c'est-à-dire les trous noirs stellaires liés gravitationnellement à une étoile – superbe réservoir de matière !

L'étude de ces couples trou noir – étoile est relativement récente, puisque le premier candidat trou noir formellement identifié est la source Cygnus X-1, découverte en 1964 par une fusée Aerobee équipée de compteurs Geiger (Bowyer *et al.*, 1965). Cette découverte intervient dans la lignée de la découverte en 1962 de la première source de rayons X extérieure au système solaire, Sco X-1. Sco X-1 et Cyg X-1 sont toutes deux des binaires X, c'est-à-dire des couples objet compact – étoile compagne, mais l'objet compact de Sco X-1 est une étoile à neutrons. En 1965, grâce aux instruments embarqués à bord de fusées, on connaissait ainsi 10 sources de rayons X externes au système solaire. Dans les décennies qui ont suivi, l'avènement des satellites d'observation a permis des progrès fulgurants dans la découverte de sources. Ainsi, Uhuru (lancé en 1970), Einstein (1978), Granat (1989), ROSAT (1990), ASCA (1993), RXTE (1995), Chandra (1999), XMM-Newton (1999), INTEGRAL (2002) et Swift (2004) ont chacun leur tour découvert de nombreuses sources d'émission X – en 2017, on connaissait environ

1,25 million de sources X<sup>1</sup>. Bien sûr, toutes ne sont pas des binaires X, loin de là. Parmi ces sources, quelques centaines sont des binaires X connues, dont une majorité sont des binaires X à étoile à neutrons. Le catalogue BlackCAT (Corral-Santana *et al.*, 2016) recense à la date de rédaction de cette introduction 68 binaires X de faible masse où l'objet compact est probablement un trou noir (c'est cette catégorie de binaires X qui va nous intéresser dans cette thèse); on sait avec certitude pour une vingtaine d'entre elles qu'il s'agit de couples trou noir – étoile, les autres étant uniquement des « candidats trou noir ».

Néanmoins, les binaires X n'ont pas été observées que dans les rayons X, puisqu'il a rapidement été découvert qu'elles pouvaient présenter des contreparties à d'autres longueurs d'onde. Ainsi, la contrepartie radio de Cyg X-1 a été découverte en 1971 (Hjellming & Wade, 1971). Quelques observations conjointes radio/X ont été alors menées sur les binaires X, mais elles sont devenues plus systématiques avec la mise en service du VLA en 1980, qui a coïncidé avec l'augmentation progressive de la sensibilité et de la résolution des observatoires X. À l'heure actuelle, on sait que les binaires X présentent des contreparties dans toutes les longueurs d'onde, chacune décrivant une composante spécifique du système (étoile compagnon, disque d'accrétion, jets, etc.).

Les jets sont un point important dans la phénoménologie des binaires X et des trous noirs en général. On doit la première découverte de jets dans l'Univers à Curtis (1918), qui observa une longue structure finie de plusieurs kiloparsecs provenant du noyau de la galaxie M87 : « A curious straight ray lies in a gap in the nebulosity in p.a. 20°, apparently connected with the nucleus by a thin line of matter. The ray is brightest at its inner end, which is 11'' from the nucleus. ». Il fut ensuite déterminé que ces jets issus des noyaux des galaxies correspondaient à des éjections rapides de plasma (Baade & Minkowski, 1954), dont la luminosité (notamment radio) proviendrait du rayonnement synchrotron produit par les électrons accélérés à des vitesses relativistes par le champ magnétique (Burbidge, 1956). Les divers jets observés en provenance de noyaux actifs de galaxie (AGN) présentent toujours des propriétés communes – il s'agit de matière collimatée, fortement énergétique, et relativiste – et ces propriétés ont été retrouvées par Mirabel & Rodríguez (1994) lorsqu'ils ont découvert des jets résolus en provenance de la binaire X GRS 1915+105. Du rayonnement radio avait déjà été observé en provenance de binaires X, mais il s'agit de la première détection résolue de jets supraluminiques pour des binaires X. De la similarité à plus petite échelle de jets similaires pour la source 1E1740.7–2942 aux jets des AGN est né le terme « microquasar » pour désigner les binaires X émettant des jets relativistes (Mirabel *et al.*, 1992). Si l'on élargit la perspective, on se rend compte que les éjections de matière collimatée sont en fait communes à beaucoup d'objets dans l'Univers : non seulement les microquasars et les AGN, mais aussi certaines protoétoiles ou les sursauts gamma en présentent. Un point commun unit toutes ces sources : il s'agit de sources accrétantes. Il existerait donc une connexion entre l'accrétion de matière liée à la gravitation et les éjections relativistes, connexion qui semble se retrouver chez des sources ayant des échelles de taille et d'énergie très variées. La compréhension du lien physique entre l'accrétion – source d'énergie la plus

---

1. [https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/headates/how\\_many\\_xray.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/headates/how_many_xray.html)

---

puissante de l'Univers – et l'éjection – phénomène parfois extrêmement violent – est donc fondamentale pour comprendre toutes les sources de haute énergie de l'Univers. En ce qui concerne les binaires X, la compréhension de ce lien devrait nous permettre d'expliquer les phénomènes ayant lieu à proximité immédiate des trous noirs.

Ma thèse porte sur l'étude de ce couplage encore mal expliqué entre accréation et éjection, avec une focalisation sur les binaires X contenant un trou noir. Ces objets sont particulièrement intéressants, car la présence d'un trou noir implique des phénomènes et des énergies extrêmes ; de plus, leur taille bien plus faible que leurs grands frères AGN a pour conséquence qu'ils évoluent plus rapidement, donc que les échelles de temps qui sont en jeu sont bien plus courtes.

L'accréation dans les binaires X se manifeste sous la forme d'un disque d'accréation, constitué à partir de la matière de l'étoile compagnon. On observe deux types de jets dans ces sources : les jets compacts, qui sont des jets collimatés de quelques dizaines d'unités astronomiques, et les jets discrets, qui sont des bulles de plasma en mouvement à l'échelle du parsec. Je me suis intéressée à ces deux types de jets au cours de ma thèse car ils sont complémentaires. Les jets compacts sont observés dans ce que l'on nomme l'état spectral dur et sont corrélés de manière directe au disque d'accréation. En effet, le tracé des luminosités radio des jets compacts en fonction des luminosités X des disques d'accréation montre l'existence de deux corrélations bien marquées sous la forme de deux lois de puissance que parcourent les binaires X au cours de leurs sursauts. Ces corrélations révèlent qu'il existe un lien fort, mais plus complexe que prévu, entre l'accréation et l'éjection dans les binaires X. Les jets discrets, quant à eux, sont des bulles de plasma éjectées lors de la transition d'état spectral, qui emportent des quantités d'énergie phénoménales avant d'interagir ultérieurement avec le milieu environnant.

Face au tableau que l'on a esquissé dans cette introduction, de nombreuses questions peuvent se poser :

- Pourquoi observe-t-on deux corrélations radio – X différentes pour les binaires X ? Est-ce dû à des effets purement géométriques ou observationnels, ou existe-t-il deux liens physiques distincts entre l'accréation et l'éjection ? En d'autres termes, pourquoi une source fait-elle partie de l'une ou de l'autre des branches, et pourquoi des sources récemment découvertes semblent-elles changer de branche au cours de leur vie ?
- Malgré l'existence de ces deux corrélations pour les binaires X, les processus d'accréation et éjection sont-ils quand même universels, la même physique (mise à l'échelle) s'appliquant à toutes les sources indépendamment de leur taille et de leur énergie ? Peut-on dans un premier temps élargir la connexion entre accréation et éjection à tous les trous noirs existants ? Ensuite, peut-on l'élargir à des sources présentant d'autres régimes d'accréation ?
- Quels sont les réservoirs d'énergie mis en jeu (accréation, spin, etc.) et comment cette énergie est-elle convertie en jets ? Quels sont les mécanismes

de collimation et de lancement qui interviennent pour contrer l’attraction gravitationnelle du trou noir et lancer des jets relativistes ?

- Que deviennent les jets discrets après leur éjection ? Comment se propagent-ils et comment évoluent-ils (luminosité, énergie, etc.) ?

Cette thèse vise, de manière très modeste, à se pencher sur ces grandes questions. Pour ce faire, ce manuscrit est organisé en deux grandes parties. Les trois premiers chapitres présentent l’état de l’art au sujet des microquasars et de leurs éjections : la présentation générale du chapitre 1 est suivie par une description des connaissances actuelles sur le couplage entre l’accrétion et la présence de jets (chapitre 2). Je présente ensuite au chapitre 3 les connaissances actuelles sur les jets discrets. Après un chapitre consacré aux instruments d’observation et méthodes de réduction des données X et radio utilisés au cours de cette thèse (chapitre 4), la deuxième partie est centrée sur les résultats que j’ai obtenus. Le chapitre 5 présente les résultats issus du suivi MeerKAT du sursaut 2021 du microquasar MAXI J1803–298. Le chapitre 6 se concentre sur la détection des jets discrets de MAXI J1820+070 avec le satellite Chandra et sur ce que leur mouvement propre peut nous apprendre concernant l’énergétique des jets discrets. Le chapitre 7 résume les résultats de l’analyse de données d’archive VLA datées de 1998, qui révèlent plusieurs jets discrets issus du microquasar XTE J1748–288 qui interagissent avec le milieu interstellaire. Enfin, le chapitre 8 vise à élargir le débat à un autre type de source et à d’autres régimes d’accrétion en recherchant une éventuelle variabilité radio de la source X ultralumineuse NGC 5408 X–1. Cette thèse se termine par une conclusion ouvrant sur des perspectives pour l’avenir du domaine. Les travaux produits au cours de cette thèse (article publié dans une revue à comité de lecture et *Astronomer’s Telegram*) sont présentés en annexe, aux côtés d’autres travaux auxquels j’ai collaboré.

---

# OBJETS COMPACTS ACCRÉTANTS

---

## 1.1 Objets compacts

### Mort des étoiles et objets compacts

Il est incontournable de commencer cette thèse par un rappel de ce que sont les objets compacts et de la manière dont ils sont formés. Cela nécessite d'introduire quelques notions relatives à la physique stellaire et à la fin de vie des étoiles.

De manière simplifiée, une étoile est une sphère de gaz en équilibre entre une force de pression interne qui tend à augmenter son volume et la force de gravitation qui tend à la faire s'effondrer sur elle-même. La gravité provient de la masse de gaz mise en jeu dans cette sphère ; la pression interne provient des réactions thermonucléaires qui ont lieu au centre de l'étoile. Il s'agit notamment de forces comme la force issue de la pression thermique exercée par le gaz chaud (plus de  $10^7$  K au centre du Soleil par exemple ; Ribas, 2010) ou la force issue de la pression de radiation produite par les photons émis lors des réactions thermonucléaires.

Cet équilibre hydrostatique n'est vérifié que tant que les réactions thermonucléaires – garantes de la pression interne dans l'étoile – ont lieu. Ces réactions thermonucléaires sont des réactions de fusion, la première dans la vie d'une étoile étant la fusion de l'hydrogène H en hélium He. Cette réaction de fusion continue jusqu'à épuisement de l'hydrogène dans le cœur de l'étoile, puis de façon logique s'arrête lorsque l'hydrogène n'est plus disponible en quantité suffisante. Mais cet arrêt signifie la disparition de la pression interne produite par les réactions thermonucléaires : l'équilibre est rompu, la gravitation l'emporte, et le cœur de l'étoile commence à s'effondrer sur lui-même. Deux choses peuvent alors se produire – on en donnera ici les grandes lignes, les détails bien plus complexes pouvant être trouvés dans un cours de physique stellaire :

1. En se contractant, la température du cœur de l'étoile augmente. Si elle augmente suffisamment, la température de fusion de l'hélium peut être atteinte. Les réactions thermonucléaires reprennent, et l'étoile (devenue une géante rouge) continue sa vie comme avant. Ce processus peut avoir lieu plusieurs fois, tant que l'étoile est assez massive pour que son cœur puisse se contracter assez pour atteindre la température de fusion des éléments produits lors du processus de fusion précédent. Après la fusion de l'hélium va ainsi avoir lieu la fusion du carbone, etc.
2. Si la contraction ne peut pas être arrêtée par le redémarrage des réactions thermonucléaires – soit parce que le cœur de l'étoile a épuisé toutes les

réactions possibles jusqu'à la formation du fer, soit parce qu'il n'est pas assez massif, d'autres forces entrent en jeu pour stopper l'effondrement. Suivant la masse de l'étoile initiale, les forces dominantes sont différentes, et on forme différents types d'objets compacts.

Pour les étoiles les moins massives, la pression de dégénérescence des électrons va entrer en jeu pour contrebalancer la gravité. Se forme alors ce que l'on appelle une naine blanche. Ce sera par exemple le devenir de notre Soleil, qui formera une naine blanche de carbone et d'oxygène.

Lorsque l'étoile qui s'effondre est trop massive (et, dans ce cas, son cœur a continué les étapes de fusion jusqu'à former du fer, dont la fusion consommerait de l'énergie au lieu d'en libérer), la pression de dégénérescence des électrons n'est pas suffisante pour arrêter l'effondrement du cœur (Woosley *et al.*, 2002). C'est le cas pour toutes les étoiles dont le cœur de fer est plus massif que  $1,2 - 1,4 M_{\odot}$  environ (la masse de Chandrasekhar, masse limite au-delà de laquelle l'effondrement gravitationnel commence, varie selon la taille et la composition de l'objet ; elle tend vers  $1,44 M_{\odot}$  pour une naine blanche de carbone et d'oxygène de rayon tendant vers 0 ; Chandrasekhar, 1931) – donc pour les étoiles de plus de  $\sim 8$  masses solaires au départ. Dans ce cas, l'effondrement continue et la pression extrême transforme les composantes de l'étoile en neutrons. Suivant la masse de départ, l'interaction forte entre neutrons peut arrêter l'effondrement ; on obtient alors une étoile à neutrons.

Enfin, pour les étoiles de masse supérieure à 30 ou 40 masses solaires (la limite n'est pas connue avec précision et dépend de la composition et de la métallicité de l'étoile), même la pression liée à l'interaction forte n'est pas suffisante pour contrebalancer la gravitation. Aucune force n'est assez puissante pour arrêter l'effondrement, qui continue jusqu'à ce que le cœur de l'étoile devienne un trou noir stellaire.

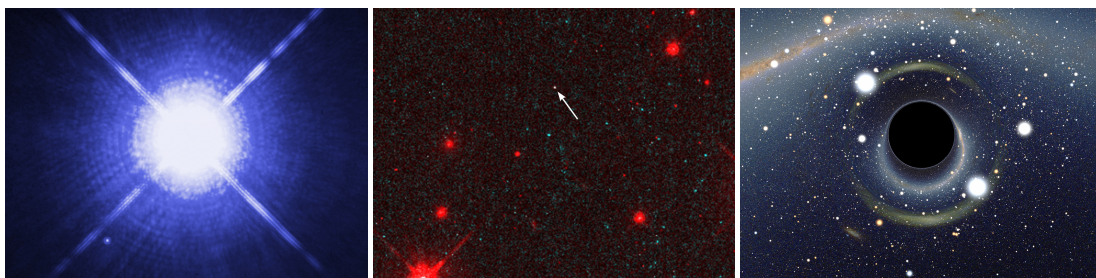


FIGURE 1.1 – Les trois types d'objets compacts existants. *Gauche* : La naine blanche Sirius B (en bas à gauche) à côté de son étoile compagnon Sirius A. Crédits : NASA, ESA, H. Bond (STScI), et M. Barstow (University of Leicester). *Centre* : L'étoile à neutrons solitaire RX J1856.5–3754. Crédits : Fred Walter (State University of New York at Stony Brook) et NASA/ESA. *Droite* : Simulation d'un trou noir stellaire situé à une dizaine de kilomètres de l'observateur. Image extraite de Riazuelo (2019).

Cette thèse va traiter de trous noirs stellaires, de leur environnement et de phénomènes associés : il est donc utile de procéder à quelques rappels simples



sur les trous noirs. En mathématiques, d’après la solution de Schwarzschild aux équations de la relativité générale (Schwarzschild, 1916), un trou noir est une singularité. Cela signifie que toute sa masse est contenue dans un unique point sans dimension. Une telle concentration de masse implique une force d’attraction gravitationnelle immense, telle qu’il existe une zone autour de la singularité dont même la lumière ne peut pas sortir. Elle ne va pas assez vite : la vitesse de libération dans cette zone est supérieure à la vitesse de la lumière. Or, si la lumière ne peut pas sortir de cette sphère de rayon  $R_S$  – pour « rayon de Schwarzschild » – (dont la frontière, où  $v_{\text{lib}} = c$ , est aussi nommée « horizon des événements ») autour de la singularité, on ne peut recevoir aucune information provenant de cette zone. On observe donc une sphère noire autour de la singularité, et c’est en fait l’intégralité de l’objet, soit la singularité et la zone se trouvant à l’intérieur de l’horizon des événements, que l’on appelle trou noir en astrophysique. Dans toute cette thèse, on ne s’intéressera qu’aux événements ayant lieu bien au-delà de l’horizon des événements, à plusieurs (voire de nombreuses) fois  $R_S$ .

Les trous noirs stellaires sont donc formés par l’effondrement sur lui-même du cœur de fer d’une étoile très massive en fin de vie, suivi par l’éjection de ses couches supérieures en *supernova*. Mais il est bon de noter qu’il existe d’autres types de trous noirs, même s’ils ne sont pas l’objet de cette thèse. Les trous noirs supermassifs sont des trous noirs de plusieurs millions à dizaines de milliards de masses solaires que l’on trouve au centre des galaxies (Lynden-Bell, 1969). Ils ont entre autres été mis en lumière récemment par les observations de l’*Event Horizon Telescope* des trous noirs M87\* et SgrA\* (voir Event Horizon Telescope Collaboration *et al.*, 2019 et publications suivantes). Les trous noirs intermédiaires sont le « chaînon manquant » théorique entre les trous noirs stellaires, qui font au maximum quelques dizaines de masses solaires, et les trous noirs supermassifs, qui font au minimum un million de masses solaires. Les astrophysiciens sont à la recherche de preuves de l’existence de ces trous noirs, car ils pourraient étayer l’hypothèse d’une formation des trous noirs supermassifs par coalescences successives. Enfin, les trous noirs primordiaux sont des trous noirs qui auraient pu être formés dans les premières centaines de milliers d’années après le Big Bang, mais ils sont pour l’instant hypothétiques.

## Définition de la compacité

On a présenté brièvement ci-dessus la formation des naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs stellaires. Ces objets sont nommés *objets compacts*. Pour un astre de masse  $M$  et de rayon  $R$ , on définit le paramètre de compacité  $\Xi$  comme :

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2}$$

Ce paramètre provient du rapport entre l’énergie gravitationnelle et l’énergie de masse. Un astre est dit compact si  $\Xi > 10^{-4}$ . On présente en tableau 1.1 les valeurs usuelles du paramètre de compacité pour les différents types d’objets compacts, ainsi pour que la Terre et le Soleil comme points de comparaison.

Par définition, la compacité des trous noirs est fixée à 1 (il est impossible de calculer une valeur de compacité puisque leur rayon est techniquement égal à 0).

TABLEAU 1.1 – Paramètre de compacité de différents astres.

Astre	Masse ( $M_{\odot}$ )	Rayon (km)	Densité ( $\text{g cm}^{-3}$ )	Compacité
Terre	$3 \times 10^{-6}$	6 000	5,4	$7 \times 10^{-10}$
Soleil	1	696 000	1,4	$2 \times 10^{-6}$
Naine blanche	$\sim 0,1 - 1,4$	$\sim 10\,000$	$\sim 10^6 - 10^7$	$\sim 10^{-4} - 10^{-3}$
Étoile à neutrons	$\sim 1 - 3$	$\sim 10$	$\sim 10^{15}$	$\sim 0,2 - 0,4$
Trou noir stellaire	$\gtrsim 3$	8,9 <sup>a</sup>	non définie	1
Trou noir supermassif	$\sim 10^6 - 10^9$	20 AU <sup>b</sup>	non définie	1

<sup>a</sup> Pour un trou noir stellaire de  $3 M_{\odot}$ .

<sup>b</sup> Pour un trou noir supermassif de  $10^9 M_{\odot}$ .

Le rayon indiqué pour les trous noirs dans le tableau est le rayon de Schwarzschild, c'est-à-dire le rayon de l'horizon pour un trou noir sans rotation. À titre de comparaison, le rayon de la dernière orbite stable, noté  $R_{\text{ISCO}}$  pour *innermost stable circular orbit*, vaut  $3 R_S$  pour un trou noir sans rotation.

## Efficacité d'accrétion

Les objets compacts sont intimement liés aux phénomènes les plus violents de l'Univers. En effet, ils génèrent un fort champ gravitationnel et sont donc un réservoir d'énergie important *via* l'accrétion de matière.

On peut définir l'énergie d'accrétion grâce au paramètre de compacité. Pour un objet accrétant de masse  $M$  et de rayon  $R$ , l'énergie gravitationnelle libérée par l'accrétion d'une masse  $m$  est :

$$\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GMm}{R} = \Xi mc^2$$

L'accrétion est un mécanisme extrêmement efficace pour puiser de l'énergie. En effet, la même masse d'hydrogène dont on extrairait de l'énergie par fusion nucléaire donnerait  $\Delta E_{\text{nucl}} = 0,007mc^2$ . L'accrétion est donc plus efficace que la fusion nucléaire pour tous les objets pour lesquels  $\Xi > 0,007$ , ce qui est le cas des étoiles à neutrons et des trous noirs.

Pour une valeur de  $\Xi$  donnée, la puissance libérée par l'accrétion dépend du taux d'accrétion  $\dot{m}$  :

$$P_{\text{acc}} = \frac{GM\dot{m}}{R} = \Xi\dot{m}c^2$$

La puissance d'accrétion est aussi nommée luminosité d'accrétion ; il s'agit de la luminosité maximale qui peut être atteinte dans le cas d'un flot d'accrétion sur un objet compact. On souligne que l'énergie d'accrétion correspond à l'énergie maximale qui peut être extraite du système par l'accrétion de la matière, et pas à l'énergie rayonnée suite à cette extraction – la question de la fraction d'énergie rayonnée (et de la fraction d'énergie stockée) étant une question complexe.

## Limite d'Eddington

La formule précédente ne trahit pas le fait qu'il existe une limite maximale à la luminosité d'accrétion et donc au flot d'accrétion  $\dot{m}$ . En effet, la pression de rayonnement provenant des photons rayonnés par l'accrétion va s'opposer à la force de gravité attirant le flot d'accrétion vers l'objet compact. La pression de rayonnement va donc empêcher l'accrétion de matière.

Pour démontrer ce phénomène, considérons un flot d'accrétion stationnaire à symétrie sphérique constitué d'hydrogène ionisé, accrété sur un objet compact de masse  $M$ . Le rayonnement émis par la matière va agir principalement sur les électrons libres du flot d'accrétion par diffusion Thomson, et peu sur les protons qui ont une section efficace de diffusion bien plus faible. En effet, la section efficace Thomson vaut

$$\sigma_t = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2 \propto \frac{1}{m^2}$$

où  $m$  est la masse de la particule, et on a  $m_p \gg m_e$ . La force subie par chaque électron est alors  $\frac{\sigma_T F}{c}$ , où  $F$  est le flux d'énergie rayonnée par l'astre accrétant en  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . Les protons étant liés aux électrons par la force électrostatique, c'est l'ensemble du plasma de matière accrétée qui subit cette force due au rayonnement. Les photons sont libérés par la matière accrétée dans toutes les directions, et poussent donc le plasma d'hydrogène dans le sens opposé à la gravité (qui entraîne quant à elle l'accrétion du plasma). Au final, on obtient bien que le rayonnement produit par la matière accrétée à proximité de l'objet compact s'oppose à la force de gravité, la force résultante subie par la matière en cours d'accrétion à la distance  $r$  de l'objet compact étant :

$$\frac{GM(m_p + m_e)}{r^2} - \frac{L\sigma_T}{4\pi r^2} \simeq \frac{GMm_p}{r^2} - \frac{L\sigma_T}{4\pi r^2}$$

où  $L = 4\pi r^2 F$  est la luminosité de l'astre accrétant.

Il existe donc une luminosité pour laquelle cette force s'annule. On l'appelle luminosité d'Eddington (Eddington, 1921) :

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T}$$

Tant que la luminosité de l'astre compact est inférieure à  $L_{\text{Edd}}$ , la force de gravitation l'emporte et l'accrétion sur l'objet compact a lieu. Par contre, quand suffisamment de matière a été accrétée et que  $L > L_{\text{Edd}}$ , la force subie par le flot d'accrétion s'inverse ; la pression de radiation l'emporte sur la gravitation et l'accrétion sur l'objet compact s'arrête. On souligne que la section efficace liée à la pression de radiation peut être bien plus grande que  $\sigma_T$  (et donc  $L_{\text{Edd}}$  bien plus faible) suivant la composition du flot d'accrétion.

Si l'on considère que la luminosité de l'objet compact provient uniquement de l'accrétion, on obtient alors un taux d'accrétion limite pour avoir  $L = L_{\text{Edd}}$  :

$$\dot{m}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{c^2} = \frac{4\pi GMm_p}{\sigma_T c}$$

Considérons maintenant le cas particulier des trous noirs, pour lesquels  $\Xi = 1$  par convention. Cela donnerait  $P_{\text{acc}} = \dot{m}c^2$ , mais il est peu probable que cette égalité soit exacte. En effet, on ne sait pas comment l'énergie est libérée à proximité de l'horizon des événements, que l'on ne peut pas non plus formellement appeler « surface » du trou noir par analogie à la surface des étoiles à neutrons ou naines blanches pour le calcul de  $\Xi$ . On définit donc l'efficacité d'accrétion  $\eta$ , c'est-à-dire l'efficacité avec laquelle l'accrétion convertit l'énergie de masse du flot d'accrétion en rayonnement. On a alors  $L_{\text{acc}} = \eta\dot{m}c^2$  pour les trous noirs. Pour estimer  $\eta$ , il faut considérer que la matière accrétée doit avoir dissipé son énergie gravitationnelle.  $\eta$  va donc être lié à l'énergie de liaison gravitationnelle de la matière ainsi qu'à la valeur de  $R_{\text{ISCO}}$ ; Frank *et al.* (2002) estiment que l'on a au maximum  $\eta \sim 0,06$  pour un trou noir sans rotation (trou noir de Schwarzschild) et  $\eta \sim 0,4$  pour un trou noir en rotation maximale (trou noir de Kerr). On est donc bien loin de  $\eta = 1$ .

## 1.2 Accrétion dans les systèmes binaires

### Définition des systèmes binaires et binaires X

En astrophysique, on parle de système binaire dans le cas de deux objets liés gravitationnellement et se trouvant en orbite autour du centre de masse du système. Un tel système obéit à la troisième loi de Kepler :

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_1 + M_2)}$$

où  $T$  est la période orbitale du système,  $a$  la séparation des deux objets (le demi-grand axe du système, c'est-à-dire approximativement la taille du système), et  $M_1$  et  $M_2$  les masses respectives des deux composantes du système. La séparation  $a$  peut se calculer en fonction de ces paramètres :

$$a = 3,5 \times 10^8 \left( \frac{M_1}{1M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{3}} \left( 1 + \frac{M_1}{M_2} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{T}{1 \text{ heure}} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ mètres}$$

On remarque l'apparition dans cette équation du rapport  $q = \frac{M_1}{M_2}$ . Ce rapport nommé rapport de masse est central pour la classification des binaires X, comme on le verra dans la suite.

Les systèmes binaires sont un cadre parfait pour l'étude des objets compacts. En effet, la majorité des étoiles vivent en systèmes binaires (ou multiples); il est donc inévitable d'obtenir après la fin de vie de l'étoile la plus massive, de nombreux couples objet compact – étoile. Lorsque l'objet compact est une naine blanche, on parle de *variable cataclysmique* (voir par exemple Warner, 2003); lorsque l'objet compact est une étoile à neutrons ou un trou noir, on parle de *binaire X*. Cette thèse se concentre sur les binaires X, et plus particulièrement sur les binaires X à trou noir, même si les binaires X à étoile à neutrons sont *a priori* plus courantes (Margon & Ostriker, 1973). À l'heure actuelle, on connaît

environ une soixantaine de binaires X à trou noir dans notre galaxie, dont les deux tiers sont encore des « candidats » trous noirs en attente de confirmation (Motta *et al.*, 2021), mais il en existerait de l'ordre de  $10^4$  attendant d'être découverts (Yungelson *et al.*, 2006).

Il existe deux types de binaires X, qui dépendent du rapport de masse. On attribue l'indice « 1 » à l'objet compact et « 2 » à l'étoile compagnon. Si  $M_1 > M_2$ , on parle de binaire X de faible masse (*low mass X-ray binary*, LMXB)<sup>1</sup>, et si  $M_2 > M_1$  (ce qui est possible avec une étoile compagnon massive, comme une supergéante bleue ou une étoile de type O ou B par exemple), on parle de binaire X de grande masse (*high mass X-ray binary*, HMXB). Les binaires X de faible masse sont beaucoup plus nombreuses que celles de forte masse ; on en dénombre plusieurs centaines répertoriées dans notre galaxie (Liu *et al.*, 2007).

On se concentrera dans les chapitres suivants uniquement sur les binaires X de faible masse ; en effet, la phénoménologie de ces deux classes de binaires X est assez différente pour que l'on ne s'intéresse qu'à l'une des deux au cours de cette thèse.

## Mécanismes d'accrétion des binaires X

Les binaires X, qu'elles soient de faible ou de forte masse, accrètent la matière de leur étoile compagnon. Néanmoins, le mécanisme d'accrétion est différent selon la masse de l'étoile compagnon.

Les binaires X de grande masse, autrement celles qui ont une étoile compagnon très massive, sont en règle générale des systèmes binaires détachés, c'est-à-dire que chaque membre du couple se trouve à l'intérieur de son lobe de Roche. Dans ce cas, le transfert de masse a lieu principalement par accrétion du vent stellaire. En effet, les étoiles massives produisent un vent stellaire très puissant de manière isotrope, et le compagnon peut donc en capter une partie.

Dans le cas qui nous intéresse particulièrement, celui des binaires X de faible masse, c'est-à-dire avec une étoile compagnon de masse inférieure à celle de l'objet compact, l'accrétion a lieu par débordement du lobe de Roche. En effet, il s'agit de systèmes semi-détachés : l'étoile compagnon remplit son lobe de Roche, mais pas l'objet compact.

On revient ici brièvement sur ce qu'est le lobe de Roche d'un astre. Pour cela, on se place dans le référentiel en corotation avec le mouvement orbital du système. L'équation d'Euler qui décrit le mouvement du gaz autour du système binaire donne, à l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{1}{\rho} \overrightarrow{\text{grad}} P = -\overrightarrow{\text{grad}} \left( \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{1}{2} (\overrightarrow{\Omega} \wedge \overrightarrow{r})^2 \right)$$

1. On considère parfois que les binaires X de faible masse sont celles avec une étoile compagnon de masse  $M < 1 M_\odot$ , bien que ce ne soit *a priori* pas une limite formelle puisque d'autres limites sont parfois utilisées ; comparer par exemple Lewin *et al.* (1997) et Tetarenko *et al.* (2016).

avec  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  les potentiels gravitationnels de chaque astre,  $P$  la pression et  $\rho$  la masse volumique du gaz, et  $\Omega = \frac{2\pi}{T}$  la vitesse angulaire du système. Le dernier terme de l'équation correspond à la force centrifuge, qui est la seule force s'exerçant en plus de l'attraction gravitationnelle des deux astres. D'après l'approximation d'Edouard Roche (Morris, 1994), on a

$$\Phi_i \simeq -\frac{GM_i}{\|\vec{r} - \vec{r}_i\|}$$

avec  $\vec{r}_i$  la distance à l'astre  $i$ . On appelle alors les isobares « équipotentielles du potentiel de Roche », que l'on exprime :

$$\Phi_{\text{Roche}} = -\frac{GM_1}{\|\vec{r} - \vec{r}_1\|} - \frac{GM_2}{\|\vec{r} - \vec{r}_2\|} - \frac{1}{2} \left( \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \right)^2$$

La figure 1.2 présente quelques équipotentielles de Roche pour un système avec  $q = 0,26$ .

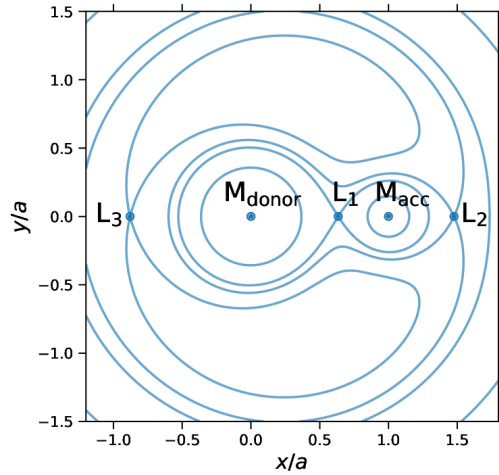


FIGURE 1.2 – Équipotentielles de Roche pour  $q = 0,26$ . Figure extraite de Misra *et al.* (2020).  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$  sont des points de Lagrange (voir le texte); l'objet compact est à droite et l'étoile compagnon à gauche.

La figure 1.2 présente trois des cinq points de Lagrange. Il s'agit de points d'équilibre gravitationnel, stable ou instable suivant les points, qui tournent en bloc avec le système binaire. Le point de Lagrange  $L_1$ , le plus célèbre, est le point-selle qui se trouve à l'intersection de deux équipotentielles spécifiques que l'on appelle lobes de Roche des deux astres. Lors de l'accrétion par débordement du lobe de Roche, l'étoile compagnon remplit entièrement son lobe de Roche, et un transfert de masse est donc possible : une simple perturbation permet à la matière d'acquérir suffisamment d'énergie cinétique pour vaincre la barrière de potentiel au niveau du point  $L_1$ . La matière issue de l'étoile est alors capturée par l'attraction gravitationnelle de l'objet compact. Par conservation du moment cinétique, la matière tombe en spirale et adopte progressivement un mouvement circulaire qui la conduit à former un disque d'accrétion autour de l'objet compact.

Le rayon de circularisation dépend du moment cinétique  $J$  de la matière arrachée à l'étoile :

$$R_{\text{circ}} = \frac{J^2}{GM_1} = \frac{\Omega^2 b^4}{GM_1}$$

où  $b$  est la distance entre  $L_1$  et l'objet compact.

## Modèle de disque d'accrétion

Par conservation du moment cinétique, la matière arrachée à l'étoile se circularise au rayon  $R_{\text{circ}}$ . Mais au cours de ce processus, ainsi qu'au sein du disque d'accrétion, il se produit une dissipation progressive de l'énergie du flot d'accrétion, par chocs et frottements visqueux. Une partie de l'énergie cinétique du gaz est donc progressivement convertie en énergie interne, qui est ensuite rayonnée. Les pertes énergétiques progressives impliquent donc que la matière accrétée se rapproche progressivement de l'objet compact pour rester à l'équilibre ; elle doit donc évacuer son moment cinétique vers l'extérieur. Cela se fait très progressivement, à une échelle de temps plus longue que la période de rotation et que les pertes par rayonnement (Frank *et al.*, 2002). La matière va donc spiraler vers l'objet compact en une succession progressive d'orbites presque circulaires.

Cette spirale de matière s'appelle un disque d'accrétion ; il commence à  $R_{\text{circ}}$  et peut s'étendre au maximum jusqu'à  $R_{\text{ISCO}}$  – mais en réalité, le bord interne du disque se déplace, comme on le verra en section 2.1.

On présente ci-dessous (de manière très simplifiée) le modèle de disque mince (plus précisément, géométriquement mince, optiquement épais, radiativement efficace) développé par Shakura & Sunyaev (1973). On néglige l'auto-gravité du disque, puisque l'objet compact est beaucoup plus massif. On peut donc considérer que les orbites suivies par la matière du disque sont képlériennes, et la vitesse angulaire s'exprime donc, selon la distance  $r$  à l'objet compact :

$$\Omega(r) = \sqrt{\frac{GM_1}{r^3}}$$

Un disque d'accrétion est donc en rotation différentielle.

Comme indiqué plus haut, la matière doit perdre son moment cinétique pour pouvoir se déplacer vers l'intérieur du disque d'accrétion, puisque  $J \propto \sqrt{r}$ . La viscosité du plasma du disque, qui permet de dissiper l'énergie de la matière en chaleur, permet aussi d'évacuer le moment cinétique. En effet, Frank *et al.* (2002) montrent qu'un fluide en rotation différentielle, avec une vitesse angulaire plus faible vers l'extérieur comme dans le cas du disque d'accrétion, a un flux de moment cinétique dirigé vers l'extérieur : le moment cinétique est évacué vers les couches externes du disque. La viscosité mise en jeu dans les disques d'accrétion est *a priori* turbulente, car il s'agit de la seule manière connue d'obtenir une viscosité suffisamment élevée ( $\nu > 10^{14} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ) pour effectivement évacuer le moment cinétique du plasma. La viscosité turbulente s'exprime  $\nu \sim \lambda v$ , où  $\lambda$  est la taille typique des tourbillons présents dans le plasma, et  $v$  leur vitesse typique. Par définition,  $\lambda$  est forcément inférieur à l'épaisseur totale du disque, notée  $H$ . Shakura

& Sunyaev (1973) introduisent alors la paramétrisation- $\alpha$  des disques d'accrétion standard minces, en considérant que les tourbillons ne sont pas supersoniques :  $\nu \sim \alpha c_s H$ , avec  $c_s$  la vitesse du son et  $\alpha$  un paramètre inférieur à 1. Cette paramétrisation avec une valeur de  $\alpha$  variable permet de masquer la compréhension incomplète des processus visqueux de transport de moment cinétique dans les disques d'accrétion. À l'heure actuelle, on suppose que cette viscosité pourrait être liée à la présence d'un champ magnétique dans le disque : elle serait créée par l'instabilité magnéto-rotationnelle décrite par Balbus & Hawley (1998). De manière simplifiée, la champ magnétique agit comme une force de rappel qui lutte contre le déplacement des particules de plasma perpendiculairement aux lignes de champ. Ceci couplé à la rotation différentielle perturbe les déplacements des particules et les rend instables, ce qui crée de la turbulence et donc de la viscosité. La dissipation visqueuse dans le disque peut s'exprimer ainsi (Pringle, 1981) :

$$D(r) = \frac{3GM_1\dot{m}}{4\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R_1}{r}}\right)$$

On peut alors estimer la puissance dissipée dans le disque par la viscosité en intégrant cette expression sur l'ensemble du disque, du rayon du bord interne  $R_{\text{int}}$  à l'infini (pour simplifier, comme  $R_{\text{circ}} \gg R_{\text{int}}$ ) :

$$L_{\text{visc}} = \int_{R_{\text{int}}}^{\infty} D(r) 2\pi r \, dr = \frac{GM_1\dot{m}}{2R_{\text{int}}} = \frac{1}{2} \frac{R_1}{R_{\text{int}}} P_{\text{acc}}$$

Pour les objets compacts avec une surface (naines blanches et étoiles à neutrons),  $R_{\text{int}} \rightarrow R_1$ , donc la puissance dissipée par la viscosité (et donc rayonnée par le disque) correspond à la moitié de la puissance disponible. L'autre moitié est stockée par le disque sous forme d'énergie cinétique. Pour les trous noirs, le pourcentage de puissance dissipée par le disque est plus faible et dépend de la rotation du trou noir ; on tend aussi vers  $\frac{1}{2}P_{\text{acc}}$  pour un trou noir en rotation maximale.

Puisque le disque rayonne une grande quantité d'énergie provenant de la matière accrétée, on peut s'intéresser au spectre de son rayonnement. Shakura & Sunyaev (1973) indiquent que pour le modèle du disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais, le rayonnement de la matière est un rayonnement de corps noir, qui ne dépend donc que de sa température.

Or, à cause de la dissipation visqueuse d'énergie qui est responsable de la luminosité du disque, la température de la matière augmente au fur et à mesure qu'elle se rapproche du bord interne du disque. On peut donc associer une température différente à chaque rayon du disque. Le spectre résultant va donc correspondre à la somme des différents rayonnements de corps noirs pour toutes ces températures ; il est présenté sur la figure 1.3.

Chaque anneau de disque compris en  $r$  et  $r + dr$  rayonne comme un corps noir de température

$$T(r) = \left[ \frac{3GM_1\dot{m}}{8\pi r^3\sigma} \left(1 - \sqrt{\frac{R_1}{r}}\right) \right]^{\frac{1}{4}}$$



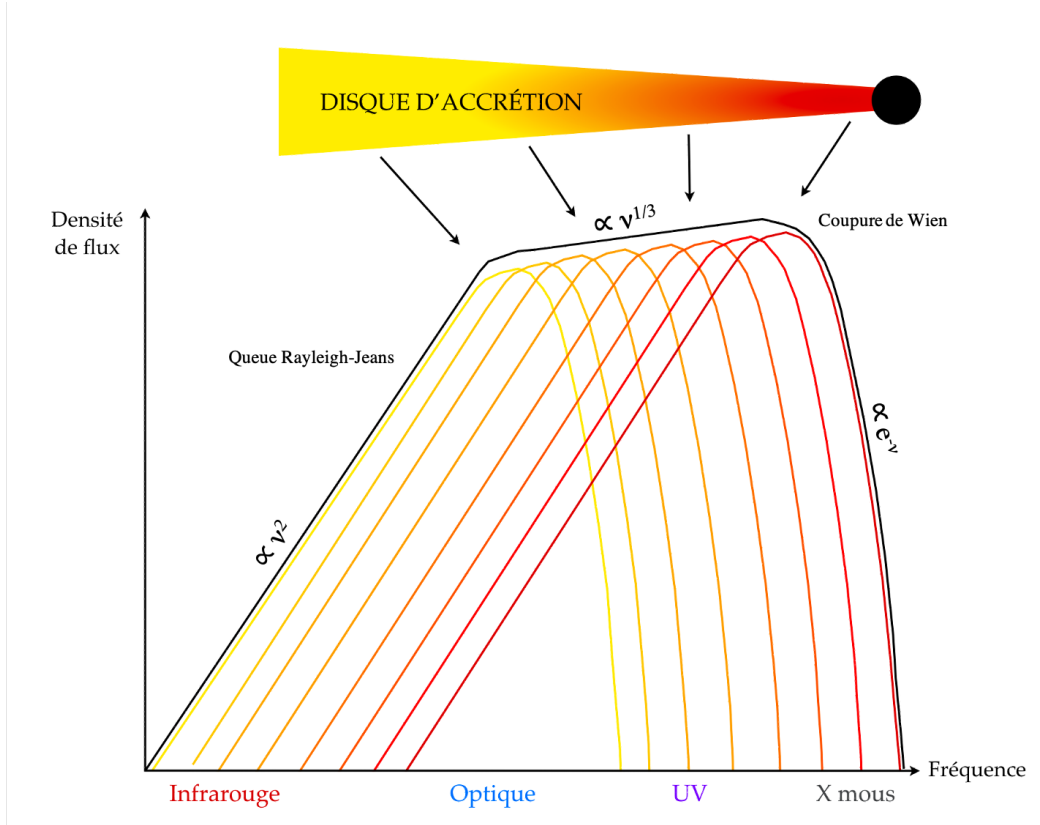


FIGURE 1.3 – Spectre d’un disque d’accrétion selon le modèle de Shakura & Sunyaev (1973). Adapté de Coriat (2010).

où  $\sigma$  est la constante de Boltzmann (Frank *et al.*, 2002).

La loi de Kirchhoff exprime alors le rayonnement (isotrope) émis par l’anneau :

$$I_\nu(r) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T(r)}\right) - 1 \right)^{-1}$$

On intègre cette contribution pour l’ensemble des anneaux constituant le disque, en considérant qu’il est vu avec une inclinaison  $i$  par un observateur à la distance  $D$ . On a

$$dF_\nu = I_\nu(r) d\Omega = I_\nu(r) \frac{2\pi r dr \cos i}{D^2}$$

donc :

$$F_\nu = \int_{R_{\text{int}}}^{R_{\text{circ}}} \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T(r)}\right) - 1 \right)^{-1} \frac{2\pi r \cos i}{D^2} dr$$

$$F_\nu = \frac{4\pi h\nu^3 \cos i}{c^2 D^2} \int_{R_{\text{int}}}^{R_{\text{circ}}} \frac{r dr}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T(r)}\right) - 1}$$

On s’intéresse au spectre du disque d’accrétion, c’est-à-dire au comportement de  $F_\nu$  en fonction de  $\nu$ . On précise que la température la plus faible dans le disque

est  $T(R_{\text{circ}})$ , et la température maximale est  $T(R_{\text{int}})$ , avec une variation monotone en fonction du rayon.

- Pour  $\nu \ll \frac{k_B T(R_{\text{circ}})}{h}$ , le développement limité de l'exponentielle en 0 donne  $F_\nu \propto \nu^2$ . Le spectre suit donc la loi de Rayleigh-Jeans dans ce domaine de fréquences.
- Pour  $\nu \gg \frac{k_B T(R_{\text{int}})}{h}$ , le terme «  $-1$  » est négligeable devant l'exponentielle. On retombe alors sur la loi de Wien, et on observe bien la coupure attendue dans le cadre de cette loi, avec un flux qui chute brutalement.
- Enfin, aux fréquences intermédiaires, on a  $F_\nu \propto \nu^{\frac{1}{3}}$ .

En regroupant toutes ces informations, on retrouve bien la forme du spectre d'un disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais présenté sur la figure 1.3. En ce qui concerne les ordres de grandeur, l'émission de l'ensemble de corps noirs a lieu des infrarouges aux rayons X mous (0,1 – 10 keV), mais atteint en général un pic autour de 1 keV pour le bord interne du disque, et jusqu'à 0,1 keV pour les parties plus externes.

En général, on observe donc le disque en rayons X et en ultraviolet, car c'est dans ces domaines de longueurs d'onde qu'il est le mieux détecté.

### 1.3 Extension aux sources X ultralumineuses

#### Définition

Les sources X ultralumineuses, nommées de manière abrégée « ULX » pour *ultraluminous X-ray sources*, sont des sources ponctuelles extragalactiques détectées dans les rayons X. Leur nom provient de leur forte luminosité X : en effet, si l'on considère qu'il s'agit de systèmes semblables aux binaires X avec une émission isotropique, leur luminosité est fortement super-Eddington. On précise que les noyaux actifs de galaxie (AGN, c'est-à-dire les trous noirs supermassifs au centre des galaxies) répondent aussi à cette définition, mais en sont bien entendu exclus : les ULX doivent être dans la limite optique de leur galaxie hôte, mais loin de son centre, pour être classifiées comme telles.

Les premières ULX ont été découvertes grâce au satellite Einstein. Il a permis d'obtenir les premières images résolues de galaxies externes dans les rayons X, et de découvrir des sources X ponctuelles très lumineuses extragalactiques, en particulier dans des galaxies formatrices d'étoiles (Long *et al.*, 1981 ; Fabbiano, 1989).

Si l'on définit les ULX uniquement par rapport à un flux seuil, on peut s'attendre à un échantillon très hétéroclite d'objets. En effet, quelques *supernovae* et rémanents de *supernovae* sont par exemple très brillants dans les rayons X (Immler & Lewin, 2003). Précisons donc que les sources qui vont nous intéresser dans la suite sont les systèmes binaires, qui se distinguent des autres sources à flux X élevé par leur variabilité en général non régulière (bien que certaines ULX soient des pulsars et présentent donc aussi une variabilité régulière) et leurs contreparties optiques assez peu lumineuses (Kaaret, 2008). Les différentes hypothèses expliquant l'existence de binaires X ultralumineuses seront détaillées dans la section suivante.

Historiquement, différents seuils de luminosité ont été utilisés pour définir quelles sources sont « ultralumineuses ». La première limite donnée par Maki-shima *et al.* (2000) est la luminosité d’Eddington pour une étoile à neutron de  $1,4 M_{\odot}$ , c’est-à-dire  $L_X \simeq 2 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Cette limite pose néanmoins problème car comme  $L_{\text{Edd}} \propto M$ , tous les objets compacts au-delà de ce seuil seront classifiés comme ULX – or une binaire X « classique » à trou noir n’est *a priori* pas une ULX... À l’extrême inverse, Kaaret *et al.* (2017) fixent un seuil de  $2 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$  pour leur définition des ULX, pour s’assurer de n’inclure aucune source classique – binaire X ou autre –, mais seulement les sources très lumineuses vraiment inexpliquées.

On utilise plutôt le seuil usuel trouvé dans la littérature  $3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  (voir par exemple Lang *et al.*, 2007 ; Cseh *et al.*, 2011 ; Grisé *et al.*, 2012, bien que Middleton *et al.*, 2011 ; Kouvakos *et al.*, 2020 ; Gúrpide *et al.*, 2021 lui préfèrent la valeur  $1 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ). Ce seuil est justifié car il correspond approximativement à la luminosité d’Eddington d’un trou noir de  $20 M_{\odot}$ . Comme aucun trou noir de masse supérieure n’a jamais été détecté dans notre galaxie – on s’arrête à environ  $15 M_{\odot}$  (Remillard & McClintock, 2006) ; des trous noirs jusqu’à  $142 M_{\odot}$  ont été détectés, mais hors de notre galaxie (Abbott *et al.*, 2020) –, on peut considérer qu’un système plus lumineux que ce seuil est effectivement différent d’une binaire X galactique classique, et qu’il s’agit donc d’une ULX.

À titre de comparaison, NGC 5408 X–1, dont on discutera au chapitre 8, a été observée à une luminosité moyenne de  $1 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ , donc bien au-dessus du seuil pour être classifiée comme ULX.

## Différentes hypothèses

Les sources ultralumineuses qui nous intéressent ici sont des couples étoile – objet compact (trou noir ou étoile à neutrons) qui rayonnent de manière super-Eddington dans les rayons X. Cela n’est en théorie pas possible puisque la pression de rayonnement doit empêcher l’accrétion de continuer au-delà d’une certaine luminosité, comme on l’a expliqué dans la section 1.1. Néanmoins, il existe plusieurs hypothèses qui peuvent expliquer ce fait et qui sont détaillées dans la littérature, par exemple dans Feng & Soria (2011). Quelle que soit l’hypothèse valide, cette apparente contradiction avec la théorie fait des ULX des sources de grand intérêt en astrophysique.

Tout d’abord, le calcul du seuil de luminosité à partir duquel ces sources peuvent être définies comme rayonnant de manière super-Eddington considère un rayonnement isotrope, c’est-à-dire identique dans toutes les directions autour de l’objet compact. Or, comme cela a été suggéré en premier dans le cadre des ULX par Okada *et al.* (1998), le rayonnement des couples objet compact – étoile peut être fortement focalisé, notamment en cas d’éjections rapides de matière. Dans ce cas particulier, la relativité prédit une augmentation apparente de luminosité de la matière si elle se déplace en direction de l’observateur, et au contraire une atténuation de la luminosité pour la matière qui s’éloigne de l’observateur (effet Doppler relativiste). La luminosité d’Eddington ne s’applique absolument

pas dans le cas d'un rayonnement non isotrope provenant de l'objet compact, et encore moins si ce rayonnement est soumis à l'effet Doppler relativiste. C'est l'une des explications proposées qui justifient l'existence des ULX : il ne s'agit alors plus de sources étranges ne respectant pas la limite d'Eddington. Cette hypothèse est étayée par l'existence dans notre galaxie de la source SS 433, qui accrète potentiellement à des régimes proches de la limite d'Eddington et qui de manière certaine émet un rayonnement anisotropique : Middleton *et al.* (2021) montrent ainsi que si elle était vue de face, son flux apparent la classerait parmi les ULX à cause de l'effet Doppler relativiste.

Néanmoins, cette hypothèse n'est actuellement pas l'hypothèse favorisée pour expliquer l'ensemble des ULX, car l'angle de vue d'une source depuis la Terre est aléatoire. Pour une source détectée à  $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup> grâce à la focalisation relativiste, il faudrait donc environ une trentaine de sources observées à  $10^{39}$  erg s<sup>-1</sup> (Feng & Soria, 2011) ou dont on détecte un rayonnement focalisé dans une autre direction, mais on n'en trouve à l'heure actuelle aucune trace (on est plutôt à 5 sources que 30) (Davis *et al.*, 2003 ; Davis & Mushotzky, 2004). De plus, la présence de bulles photoionisées autour de plusieurs ULX (Pakull & Mirioni, 2002 ; Kaaret *et al.*, 2004 ; Lehmann *et al.*, 2005 ; Kaaret & Corbel, 2009) nécessite une émission quasi-isotrope, avec en conséquence des luminosités de l'ordre de  $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>. On a donc besoin d'une autre explication pour ces ULX.

La deuxième possibilité pour expliquer l'existence de sources dépassant la limite d'Eddington, c'est encore une fois que la limite calculée ne s'applique pas aux ULX. On a vu qu'elle est fautive si le rayonnement n'est pas isotrope, mais il est aussi possible qu'elle soit fautive car la masse utilisée pour la calculer est fautive. En effet, le seuil choisi est de  $20 M_{\odot}$  par analogie avec les sources de la Voie Lactée. Cette valeur est au-dessus de la limite de masse pour les naines blanches et les étoiles à neutrons, mais pas pour les trous noirs. En effet, Remillard & McClintock (2006) soulignent que les trous noirs stellaires de la galaxie ne dépassent pas cette masse, mais l'évolution stellaire théorique prédit une distribution plus vaste : selon la masse de l'étoile progéniteur du trou noir, et sa métallicité, on s'attend à obtenir une distribution des trous noirs stellaires avec un pic à  $10 M_{\odot}$  mais une queue allant jusqu'à environ  $100 M_{\odot}$  (Feng & Soria, 2011). La limite d'Eddington pour un trou noir de  $100 M_{\odot}$  étant  $L_{\text{Edd}} \sim 1,5 \times 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>, l'existence de ces trous noirs stellaires plus massifs pourrait suffire à expliquer le rayonnement en apparence super-Eddington de certaines ULX : elles contiendraient des trous noirs stellaires plus massifs qu'attendu par analogie avec la Voie Lactée.

Pour les ULX encore plus lumineuses, certains auteurs ont avancé la possible existence de trous noirs de masse intermédiaire (IMBH), c'est-à-dire de trous noirs allant de  $10^2$  à  $10^4 M_{\odot}$ . Par exemple, l'ULX la plus brillante observée, ESO 243–49 HLX–1, atteint  $10^{42}$  erg s<sup>-1</sup> ; avec cette luminosité extrême, il s'agit de l'un des meilleurs candidats trous noirs de masse intermédiaire (Davis *et al.*, 2011). Néanmoins, il n'existe pas de preuve formelle de leur existence à l'heure actuelle (hors mesures *via* ondes gravitationnelles, voir par exemple Abbott *et al.*, 2020, mais elles ne sont associées à aucune forme de rayonnement observable), et l'évolution stellaire ne semble pas pouvoir expliquer leur formation, à part dans le

cas de l’effondrement d’étoiles primitives très massives. L’hypothèse alternative privilégiée pour expliquer leur formation serait l’effondrement direct d’une super-étoile provenant de la fusion d’un amas d’étoiles (Portegies Zwart *et al.*, 2004); il peut aussi s’agir de trous noirs stellaires dont la masse a augmenté par accrétion progressive de gaz. Les coalescences de trous noirs de masse intermédiaire, observées de nombreuses fois avec LIGO et Virgo, permettent d’expliquer l’augmentation progressive de leur masse, mais pas l’éventuelle existence de couples étoile – trou noir de masse intermédiaire puisqu’une étoile compagnon ne survivrait pas à une coalescence de trous noirs.

Dans tous les cas, l’existence de ces trous noirs de masse intermédiaire permettrait d’expliquer l’existence de systèmes binaires en apparence super-Eddington, mais il ne s’agit *a priori* pas de l’hypothèse privilégiée pour une majorité des ULX, en l’absence de preuve formelle par mesure de masse ou d’observations nécessitant l’introduction de ces trous noirs hypothétiques (Feng & Soria, 2011).

Une autre possibilité pour expliquer la luminosité en apparence super-Eddington de certaines ULX serait l’accrétion d’hélium par l’objet compact à la place de l’hydrogène, ce qui est par exemple possible si l’étoile compagnon est une étoile à hélium (Shao *et al.*, 2019). En effet, le calcul présenté en section 1.1 pour obtenir la limite d’Eddington est valable pour l’accrétion d’hydrogène; la composition de l’hélium étant différente (masse environ quatre fois plus grande pour le double d’électrons libres), la limite d’Eddington est environ deux fois plus élevée dans le cas de l’accrétion d’hélium. Les ULX concernées ne seraient donc pas réellement des sources accrétant à des régimes super-Eddington, puisque leur limite d’Eddington réelle serait bien plus élevée que celle utilisée comme seuil de classification.

Enfin, il reste à évoquer la possibilité que les ULX soient réellement des sources accrétant à des régimes super-Eddington. Il existe des preuves observationnelles obtenues par NuSTAR appuyant cette hypothèse pour certaines ULX (Bachetti *et al.*, 2013; Walton *et al.*, 2014). Cela ne remet pas forcément en cause l’existence de la limite d’Eddington et la physique de l’accrétion présentée par Shakura & Sunyaev (1973), qui fonctionne bien pour les binaires X classiques et pour les trous noirs supermassifs.

En effet, Begelman (2002) démontre qu’il existe un modèle de disque d’accrétion géométriquement mince autour de trous noirs stellaires dans lequel le flux sortant peut atteindre jusqu’à 10 fois la limite d’Eddington. Ceci serait dû à des instabilités dans le disque, et indiquerait que les ULX accrétant à des régimes super-Eddington seraient simplement des binaires X avec un disque rayonnant plus que prévu.

On souligne que ces quatre hypothèses ne sont pas du tout incompatibles. En effet, on peut imaginer un mélange de plusieurs d’entre elles pour expliquer la luminosité des ULX – ce mélange pouvant être différent selon les sources, ce qui expliquerait la difficulté à trouver un seul comportement commun pour les centaines d’ULX recensées (Bernadich *et al.* (2022) recensent 779 candidats ULX et Walton *et al.* (2022) en recensent 1843). Ainsi, Poutanen *et al.* (2007) soulignent

qu'une combinaison d'une accréation super-Eddington avec un rayonnement légèrement focalisé permettrait d'expliquer les ULX jusqu'à  $10^{41}$  erg s<sup>-1</sup>. De leur côté, Feng & Soria (2011) indiquent que des trous noirs stellaires massifs (c'est-à-dire entre 20 et 100 M<sub>⊙</sub>), accréant à un taux d'accréation proche de la limite d'Eddington ou légèrement supérieur à cette limite, expliqueraient des luminosités jusqu'à  $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup> sans même recourir à l'effet Doppler relativiste auquel ils ne croient pas. La majorité des auteurs semble ainsi adhérer à un mélange des trois interprétations possibles pour expliquer les ULX. Néanmoins, dans tous les cas, l'hypothèse de trous noirs de masse intermédiaire n'est pas favorisée et est réservée aux sources extrêmement brillantes que l'on n'explique pas autrement.

---

## COUPLAGE ENTRE ACCRÉTION ET ÉJECTION

---

### 2.1 Sursaut d'un microquasar

#### Modèle d'instabilité du disque

L'image figée d'un trou noir accrétant de la matière de manière constante et uniforme depuis son étoile compagnon que l'on a utilisée pour décrire les binaires X au chapitre précédent est en réalité inexacte. En effet, les binaires X sont des systèmes en évolution permanente, parfois violente, présentant de forts changements de luminosité. Pour illustration, on présente la courbe de lumière X du microquasar GX 339–4 sur la figure 2.1. On peut voir que la plupart du temps, GX 339–4 se trouve dans un état peu lumineux en X, mais que sa luminosité augmente parfois de plusieurs ordres de grandeur. Ces périodes d'augmentation durent quelques mois, parfois un peu plus d'un an, et sont *a priori* récurrentes mais à des intervalles de temps très variables.

Cette variabilité forte et irrégulière n'est pas propre à GX 339–4 : c'est une caractéristique commune à toutes les binaires X. La plupart du temps, leur luminosité est faible – au point de rendre la majorité des sources indétectables en rayons X – et elles entrent parfois en éruption (on parle aussi de sursauts), une période lors de laquelle leur luminosité augmente très fortement. Ces entrées en éruption ne sont pas régulières ni prévisibles, et elles ont lieu à des intervalles de temps très variés suivant les sources : certaines, comme GX 339–4, entrent en éruption toutes les quelques années, parfois même tous les ans, alors que d'autres sources n'ont pour l'instant présenté qu'un unique sursaut, celui de leur découverte, et aucun nouveau depuis – c'est par exemple le cas de XTE J1748–288, découverte lors de son sursaut en 1998 et jamais ressortie de quiescence depuis.

Dans ce qui suit, on va essayer d'expliquer brièvement ce qui conduit les binaires X à alterner entre périodes de quiescence et d'éruption. L'hypothèse la plus convaincante à l'heure actuelle est le modèle d'instabilité du disque (*disk instability model* ; Osaki, 1974 ; Meyer & Meyer-Hofmeister, 1981 ; Lasota, 2001 ; Latter & Papaloizou, 2012). Ce modèle vise à expliquer les sursauts par des variations locales des propriétés du flot d'accrétion dans le disque, et repose sur un croisement entre le modèle de disque mince de Shakura & Sunyaev (1973) et l'instabilité magnéto-rotationnelle en magnétohydrodynamique (Latter & Papaloizou, 2012).

Dans l'état stable de quiescence, la matière situé au rayon  $r$  du disque est en équilibre thermique, avec une compensation entre le chauffage par frottements

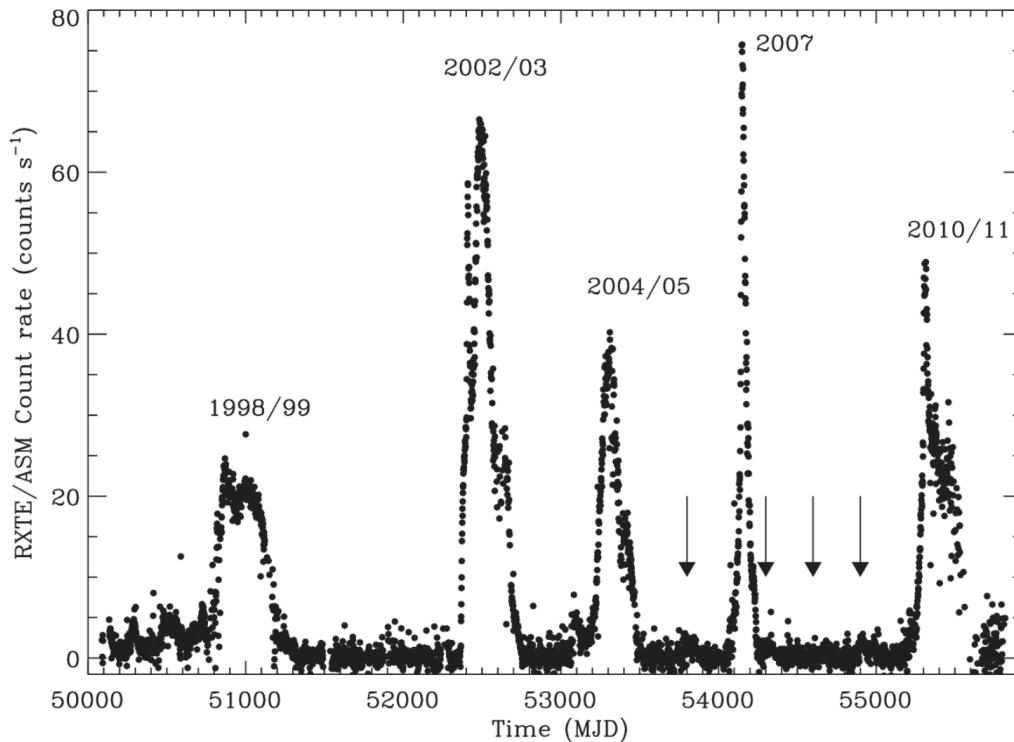


FIGURE 2.1 – Courbe de lumière de GX 339–4 mesurée par l’instrument RXTE/All Sky Monitor dans la bande 1,5 – 12 keV entre janvier 1996 et décembre 2011. On remarque très clairement des pics de luminosité pendant des périodes de quelques mois à quelques années, appelées « éruptions » ou « sursauts ». Figure extraite de Corbel *et al.* (2013b).

visqueux et le refroidissement par pertes radiatives. Dans le cas du disque classique, géométriquement mince et optiquement épais, cela signifie qu’il existe une relation entre la densité surfacique du disque  $\Sigma$ , qui correspond à la densité volumique  $\rho$  intégrée sur la hauteur du disque, et sa température  $T$  (Done *et al.*, 2007 ; Latter & Papaloizou, 2012). Si on la représente, on obtient pour chaque rayon  $r$  la courbe dans le plan  $\Sigma - T$  présentée sur la figure 2.2.

Cette courbe en forme de  $S$  présente trois branches. La branche inférieure correspond à l’équilibre stable « froid » du gaz, où le disque est constitué d’hydrogène neutre. La branche supérieure correspond à l’équilibre stable « chaud » du gaz, où le disque est constitué d’hydrogène ionisé. Enfin, la branche intermédiaire correspond à l’ensemble des points d’équilibre instable, qui se situent aux alentours de la température d’ionisation de l’hydrogène ( $\sim 5000$  K ; Latter & Papaloizou, 2012).

Grâce au modèle d’instabilité du disque, on peut décrire de manière simplifiée le phénomène qui provoque un sursaut dans une binaire X. En quiescence, la source accrète de manière lente la matière depuis son étoile compagnon. Ce transfert de masse alimente le disque (au départ froid et constitué d’hydrogène neutre), dont la température et la densité surfacique augmentent progressivement le long de la branche froide. Lorsqu’une quantité de matière suffisante a été



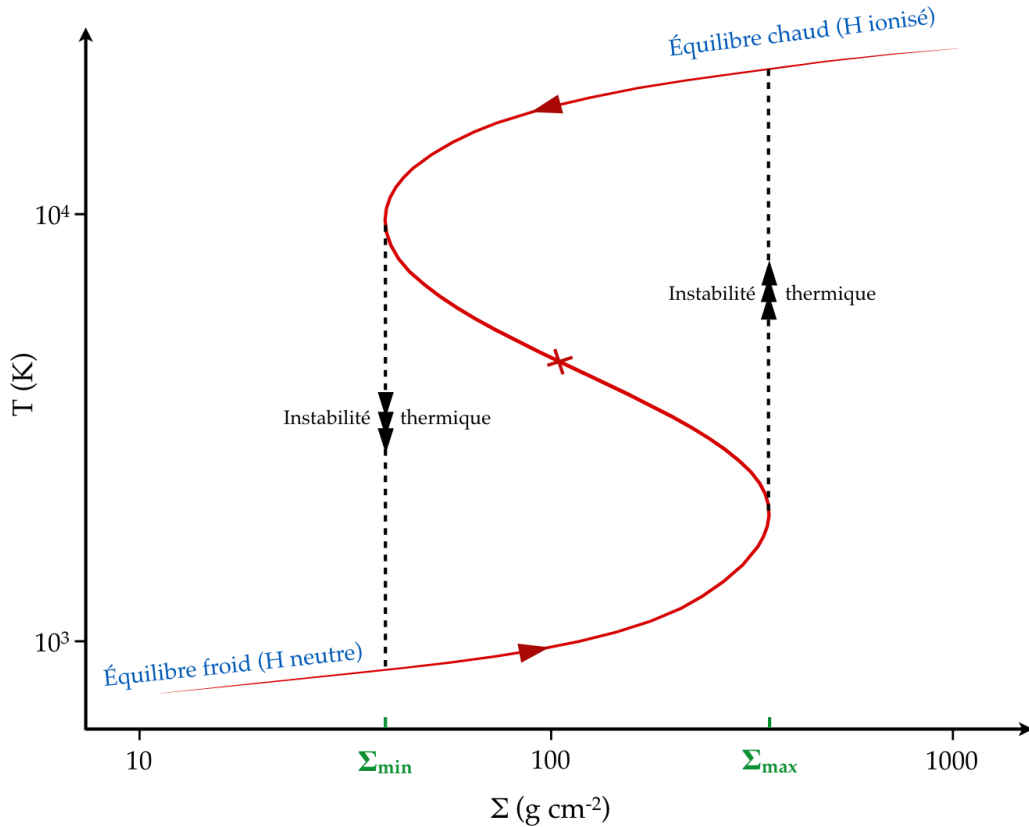


FIGURE 2.2 – Courbe représentant tous les états d'équilibre du gaz situé au rayon  $r$  du disque dans le plan  $\Sigma - T$ . Figure extraite de Coriat (2010).

accrétée, la température se rapproche de la température d'ionisation de l'hydrogène (on se trouve alors proche de la densité critique  $\Sigma_{\max}$  à la fin de la branche froide). L'énergie qui est d'habitude rayonnée reste alors prisonnière du disque, où elle ionise l'hydrogène, et le chauffage par frottement visqueux devient plus important que les pertes radiatives, en même temps que l'opacité du disque augmente fortement. La température dans le disque augmente alors brutalement, tout l'hydrogène devient ionisé et on se retrouve sur la branche chaude. Ce saut de l'équilibre stable froid à l'équilibre stable chaud, responsable d'un cycle d'hystérésis sur le diagramme, illustre l'instabilité (thermique) qu'évoque le nom du modèle (Pringle, 1981).

La source est maintenant dans l'état d'équilibre chaud, avec un disque d'accrétion constitué d'hydrogène ionisé, bien plus chaud et donc bien plus lumineux : la binaire X est entrée en éruption, où elle est facilement détectée par les télescopes X. Dans cet état chaud, le taux d'accrétion est fortement augmenté, et l'accrétion de la matière du disque sur l'objet compact est donc accélérée. Le disque chaud se « vide » ainsi progressivement de la matière qu'il a accumulée durant la phase de quiescence, et la densité surfacique diminue jusqu'à atteindre  $\Sigma_{\min}$ . La température diminue de concert, jusqu'à atteindre la température de recombinaison de l'hydrogène. L'hydrogène redevenant neutre, l'opacité du disque diminue,

et le refroidissement par pertes radiatives l'emporte sur le chauffage visqueux. On observe donc le changement inverse : brutalement la température chute, tout l'hydrogène est recombinaison et on se retrouve sur la branche d'équilibre froid. La binaire X est alors de retour au point de départ sur la figure 2.2, après un cycle d'hystérésis complet. Suivant les sources, elle peut alors retomber en quiescence pour de nombreuses années, ou potentiellement recommencer très rapidement un cycle, en fonction du taux d'accrétion de matière de l'étoile compagnon.

Ce modèle d'instabilité permet d'expliquer l'alternance de périodes d'éruption et de quiescence chez les binaires X ; néanmoins, il n'explique pas toute la phénoménologie observée. On pense ici notamment aux *rebrightenings* – que faute de meilleur terme on traduira par « sursauts secondaires » – de certaines sources, dont on observe le flux en décroissance lente avant une remontée rapide et brève ne correspondant pas à un nouveau sursaut complet, ce qui n'est pas expliqué par le modèle d'instabilité du disque (Coriat *et al.*, 2012). Différents ajouts au modèle ont donc été faits au cours du temps, notamment une composante de rayonnement par irradiation dans le disque. Les régions internes du disque illuminent l'extérieur du disque par irradiation, contribuant donc à l'ionisation de l'hydrogène et prolongeant en conséquence la durée de la présence sur la branche chaude, et ainsi la durée du sursaut (Dubus *et al.*, 2001). Des variations dans l'irradiation pourraient alors expliquer les sursauts secondaires de certaines sources (Tetarenko *et al.*, 2018).

## États spectraux des binaires X

On a expliqué dans la section précédente l'origine des sursauts des binaires X. Au cours de ces sursauts, les sources présentent différents états spectraux, qui ont été définis d'après les propriétés spectrales de l'émission dans les rayons X, auxquelles on a ensuite ajouté des critères de variabilité temporelle sur des échelles courtes et des critères de propriétés des éjections (Homan & Belloni, 2005). Ces états spectraux permettent de décrire phénoménologiquement la succession d'événements lors d'un sursaut, et donc de déterminer où en est une source donnée suivant les propriétés de son rayonnement.

Le spectre X est généralement constitué d'au moins deux composantes majeures : d'une part la contribution du disque d'accrétion, qui est un spectre thermique constitué d'un ensemble de corps noirs de différentes températures (figure 1.3), et d'autre part une contribution non thermique du flot d'accrétion central principalement dans les X durs. Cette contribution est une loi de puissance de la forme  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$ , où  $N(E)$  est le nombre de photons d'énergie  $E$ , et où  $\Gamma$  est nommé l'indice de photons. Elle proviendrait de la diffusion Compton inverse de photons UV et X mous du disque par une couronne chaude d'électrons entourant l'objet compact (Sunyaev & Titarchuk, 1980).

Les différents états sont définis par rapport à l'importance relative dans le spectre global de ces deux composantes.

- Les éruptions commencent toujours dans l'état dur (*hard state*), qui est aussi l'état final auquel les sources reviennent avant de retourner en quies-

cence. Le spectre X est alors dominé par la loi de puissance non thermique, avec  $1,4 < \Gamma < 2$ , et atteint un maximum dans les X durs, autour de 100 keV, avant une coupure exponentielle (McClintock & Remillard, 2006). La composante thermique du disque est généralement faible, avec un bord interne à environ 0,1 keV ; le disque est *a priori* tronqué loin de l'objet compact, optiquement mince et géométriquement épais (Done *et al.*, 2007). Dans l'état dur, la variabilité de l'émission X est élevée, avec une variabilité quadratique moyenne pouvant atteindre 30 % (Remillard & McClintock, 2006 ; Belloni & Motta, 2016).

- L'état mou est l'état le plus lumineux en X, autour du pic de luminosité du sursaut. La variabilité chute, et la composante thermique du disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais décrite dans la section 1.2 est fortement prépondérante, avec un bord interne du disque – qui s'est rapproché de l'objet compact et peut atteindre la dernière orbite stable (Steiner *et al.*, 2010) – à une température comprise entre 0,5 keV et 2 keV environ suivant les sources. La composante non thermique n'a pour autant pas disparu, mais elle est atténuée et plus pentue, avec  $\Gamma \geq 2,4$ , et elle ne présente plus de coupure exponentielle.
- Entre l'état dur et l'état mou se trouve un état de transition appelé état intermédiaire (*intermediate state*), que l'on divise parfois en état intermédiaire dur et état intermédiaire mou (Homan & Belloni, 2005). Les deux composantes y sont présentes, en général dans des proportions similaires.

Dans tous ces états spectraux, on observe en plus la raie du fer autour de 6,4 keV, et un excès de flux autour de 30 keV attribué à la réflexion de l'émission X dur du flot d'accrétion central sur le disque d'accrétion.

Un sursaut de binaire X se déroule toujours de la même façon : à la sortie de la quiescence, la source est dans l'état dur. Sa luminosité augmente progressivement, avant une transition vers l'état mou en passant par l'état intermédiaire. À la fin de l'état mou, la source retourne dans l'état dur avant de retourner en quiescence. Cette évolution est bien visible sur un diagramme luminosité – dureté, qui sera présenté dans la section suivante.

## 2.2 Éjections associées aux sursauts

### Diagramme luminosité – dureté

Le diagramme luminosité – dureté, aussi appelé diagramme intensité – dureté (*hardness – intensity diagram*, HID), est l'un des outils qui permettent d'étudier les sursauts des microquasars. Le rapport de dureté, ou simplement « la dureté » (*hardness ratio* en anglais), est le rapport entre la quantité de rayons X durs et la quantité de rayons X mous ; on rappelle que la frontière entre ces deux catégories se situe à 10 keV environ. Une dureté très élevée signifie ainsi (comme son nom l'indique !) que la source émet beaucoup plus dans les X durs que dans les X mous ; elle a donc un spectre inversé (de pente positive). À l'inverse, un rapport

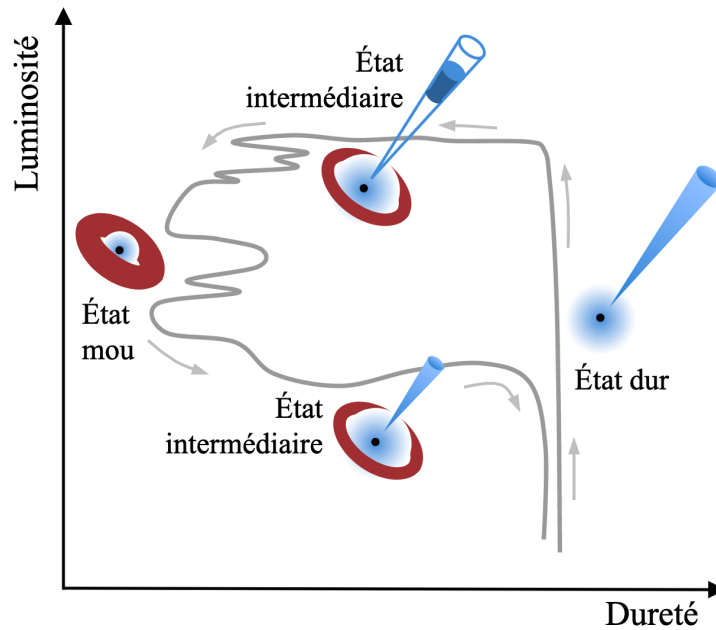


FIGURE 2.3 – Parcours d’une binaire X dans le diagramme luminosité – dureté lors d’un sursaut. Les schémas représentent les contributions relatives au spectre total des composantes principales de la source dans les différents états. Adapté de Loh (2016).

inférieur à 1 correspond à un spectre constitué de davantage de rayons X mous que de rayons X durs.

On trace donc la luminosité totale en X en fonction de ce rapport de dureté pour décrire l’évolution du spectre X des binaires X au cours d’un sursaut. Une courbe schématique, représentant ce que l’on obtient pour la plupart des binaires X, est visible sur la figure 2.3. Les flèches représentent le sens d’évolution sur le diagramme, et les schémas les composantes principales contribuant au rayonnement observé dans chaque état.

La source commence son éruption dans l’état dur, où le spectre est dominé par l’émission non thermique en loi de puissance de la couronne chaude d’électrons entourant le trou noir. De plus, dans le domaine radio, on détecte ce que l’on appelle des « jets compacts » : il s’agit de jets continus de matière de quelques dizaines d’unités astronomiques, non résolus en règle générale et émettant *via* un rayonnement synchrotron auto-absorbé (Corbel *et al.*, 2000). Une définition plus précise en sera donnée au paragraphe suivant. Tout ce passage au début de l’éruption correspond à l’augmentation de la luminosité globale de la source, pendant qu’elle reste dans l’état dur (avec, donc, une dureté élevée).

Lors de la transition vers l’état mou, le bord interne du disque se rapproche progressivement de l’objet compact, et la contribution du disque au spectre global augmente alors que celle de la couronne régresse. Du point de vue des émissions radio, les jets compacts s’éteignent progressivement, mais de forts pics de luminosité radio sont observés pour de nombreuses sources (voir, parmi de nombreux autres exemples, Brocksopp *et al.*, 2007; Russell *et al.*, 2019b; Bright *et al.*,

2020). Ces pics proviendraient de l'éjection de jets discrets, c'est-à-dire de bulles de plasma, à des vitesses relativistes (Mirabel & Rodríguez, 1994; Corbel *et al.*, 2004; Fender *et al.*, 2004). Ces jets discrets seront présentés plus en détail en section 3.1.

Dans l'état mou, le spectre X est dominé par la contribution thermique du disque d'accrétion, ce qui explique la forte diminution du rapport de dureté. Les jets compacts sont éteints, avec une diminution de leur flux de jusqu'à 3,5 ordres de grandeur par rapport à l'état dur (Coriat *et al.*, 2011; Russell *et al.*, 2019b; Maccarone *et al.*, 2020), et on ne détecte en général aucun flux radio – le seul flux qui peut être détecté provient de résidus des jets discrets ou de leur interaction avec le milieu interstellaire (voir par exemple Corbel *et al.*, 2004; Espinasse *et al.*, 2020; Carotenuto *et al.*, 2021a et de nombreux autres auteurs, ainsi que la section 3.3).

Après avoir atteint le pic du sursaut, la luminosité X diminue progressivement au cours de l'état mou; le flux est donc bien plus faible lors de la transition retour vers l'état dur. Au cours de cette transition, la composante non thermique en loi de puissance de la couronne redevient prépondérante, et le rapport de dureté augmente. La source revient donc à l'état dur par un trajet différent de la transition « état dur vers état mou » : le diagramme luminosité – dureté présente donc un cycle d'hystérésis. Cela lui vaut parfois le surnom de « diagramme en q » ou « diagramme en tête de tortue ». Lors du retour vers l'état dur, on observe aussi en radio la réapparition progressive des jets compacts (Miller-Jones *et al.*, 2012; Corbel *et al.*, 2013b; Kalemci *et al.*, 2013).

La présence d'un cycle d'hystérésis sur le diagramme est particulièrement intéressante pour comprendre les sursauts des binaires X, car elle implique que les transitions ne peuvent pas dépendre d'un paramètre unique, par exemple le taux d'accrétion – sinon, elles auraient lieu à la même luminosité dans les deux sens. Les transitions d'états spectraux des binaires X sont donc certainement régies par de multiples paramètres, même s'ils ne sont pas connus à l'heure actuelle (Homan *et al.*, 2001). Enfin, après l'état dur, la source retourne normalement en quiescence, pour une période de quelques mois à plusieurs années, voire plusieurs décennies (Campana *et al.*, 2001).

Le schéma d'évolution suivi par les binaires X au cours de leurs sursauts, présenté ci-dessus, ne permet pas d'expliquer les sursauts secondaires tardifs, parfois successifs, de certaines sources, qui, pendant ces sursauts, ne quittent pas l'état dur (Bright *et al.*, 2019; Carotenuto *et al.*, 2020). En parallèle, certaines binaires X ont présenté des éruptions « ratées », c'est-à-dire une montée dans les états dur et intermédiaire suivie d'un retour direct dans l'état dur sans passage dans l'état mou (Capitanio *et al.*, 2009; Ferrigno *et al.*, 2012; Soleri *et al.*, 2013). On ne peut distinguer les sursauts complets des sursauts ratés avant de voir l'absence de transition, ce qui suggère que les propriétés des sources sont dans l'ensemble les mêmes – d'ailleurs GX 339–4 présente bien les deux types de sursauts à tour de rôle. Le schéma d'évolution accepté à l'heure actuelle pour décrire les sursauts n'explique pas la présence de ces sursauts ratés, qui pourraient toutefois être dus à un déclenchement de l'instabilité à proximité du bord interne

du disque, empêchant le sursaut d’atteindre l’extérieur du disque (Alabarta *et al.*, 2021).

Néanmoins, ce schéma permet d’expliquer les réapparitions de flux radio que l’on observe ponctuellement au cours de l’état mou pour certaines sources et qui sont associées à des augmentations brusques du rapport de dureté. On peut observer ce genre de pic par exemple sur la figure 5.2. Ils seraient dus à des oscillations de la source entre les états intermédiaire et mou : on observerait alors une augmentation brusque et ponctuelle du flux radio et un durcissement du spectre X à chaque passage vers l’état mou (Homan *et al.*, 2001 ; Fender *et al.*, 2004). Ce genre de comportement est visible dans les diagrammes luminosité – dureté des sources concernées, où des trajets horizontaux indiquent ces aller-retours (voir par exemple Carotenuto *et al.*, 2021a).

## Jets compacts

Lorsque l’on observe une binaire X dans l’état dur dans le domaine radio, on détecte une source ponctuelle à son emplacement : il s’agit des jets compacts. Les jets compacts sont des jets continus de matière de quelques dizaines d’unités astronomiques (Stirling *et al.*, 2001), qui présentent un spectre plat ou légèrement inversé de la radio au proche infrarouge.

Pour expliquer leur spectre, on peut se référer au modèle développé par Blandford & Königl (1979) et Falcke & Biermann (1995), qui les décrit comme du plasma en expansion dans un jet supersonique conique. Chaque tranche de jet (perpendiculaire à sa direction de propagation), d’épaisseur telle que le champ magnétique  $B$  peut être considéré constant, émet alors un rayonnement synchrotron auto-absorbé. Le spectre synchrotron auto-absorbé peut être décomposé en deux parties, séparées au niveau d’une fréquence de pic donnée dépendant des propriétés du plasma et du champ magnétique. Sous la fréquence de pic, on a un spectre croissant de pente  $\frac{5}{2}$  car le plasma est optiquement épais ; et au-dessus de la fréquence de pic, le plasma est optiquement mince et rayonne donc avec une loi de puissance de pente  $\frac{1-p}{2}$ , où  $p$  est la pente de la loi de puissance de la distribution énergétique des électrons. On définit couramment l’indice spectral comme  $\alpha = \frac{1-p}{2}$  ; dans le cas du rayonnement synchrotron optiquement mince,  $\alpha \simeq -0,6$  et donc  $p = 2,2$ .

Chaque tranche de jet émet donc selon ce modèle de spectre, avec un flux qui atteint son maximum à la fréquence où le plasma devient optiquement mince. Cette fréquence dépend de la densité d’énergie du plasma, et varie donc suivant la position de la tranche dans le jet. En effet, les électrons à la base du jet sont les plus énergétiques, et leur spectre présente donc un pic dans les plus hautes fréquences. Plus l’on s’éloigne de la base du jet, plus le plasma a perdu de l’énergie par rayonnement, et plus  $B$  diminue par conservation du flux magnétique, donc chaque couche devient optiquement mince à une fréquence de plus en plus basse.

Or, nos instruments radio ne permettent que rarement de résoudre des jets de quelques dizaines d’unité astronomique (l’interférométrie VLBI est nécessaire pour cela). Le spectre du rayonnement radio reçu correspond donc à la superposi-

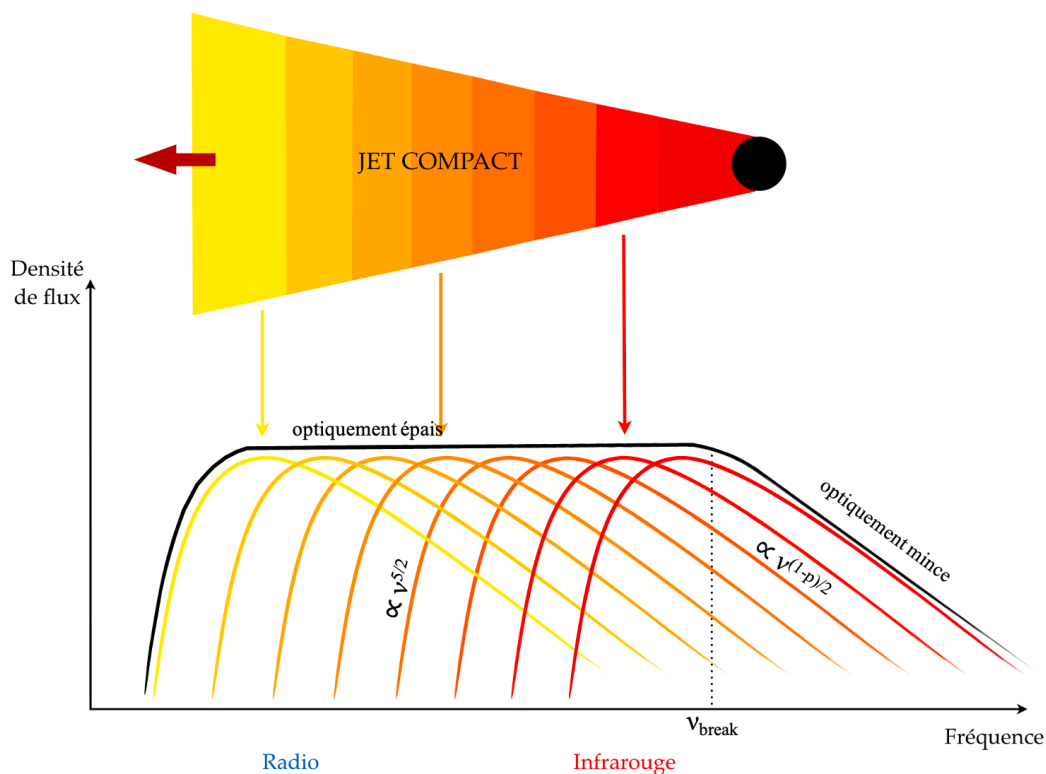


FIGURE 2.4 – Spectre d’un jet compact selon le modèle de Blandford & Königl (1979) et Falcke & Biermann (1995). Adapté de Coriat (2010).

tion des spectres de toutes les couches de plasma, qui ont chacune une fréquence de pic différente. Le spectre résultant est présenté sur la figure 2.4.

Le spectre résultant pour les jets compacts est donc un spectre plat ou légèrement inversé, c’est-à-dire avec  $\alpha \gtrsim 0$ , où  $\alpha$  a été défini ci-dessus comme l’indice spectral du rayonnement (autrement dit  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , où  $S_\nu$  est la densité de flux et  $\nu$  la fréquence). Le spectre présente ensuite une fréquence de coupure  $\nu_{\text{break}}$  au niveau de la fréquence de pic de la base du jet, suivie par une pente correspondant à une émission synchrotron optiquement mince. La position de cette fréquence de coupure est importante car elle renvoie directement aux propriétés du plasma à la base du jet, et renseigne donc sur la masse de l’objet compact ainsi que sur la puissance injectée dans le jet.

On observe ce spectre plat ou légèrement inversé, présentant une coupure avant un spectre synchrotron optiquement mince, des trous noirs stellaires jusqu’aux trous noirs supermassifs (Körding, 2014). Selon la masse du trou noir, la fréquence de la coupure change, puisque la taille de la région émettrice à la base du jet et la valeur de  $B$  changent : elle est située dans le domaine millimétrique pour les trous noirs supermassifs (Bloom *et al.*, 1994), alors qu’on la retrouve plutôt dans le domaine infrarouge pour les trous noirs stellaires (Fender, 2001 ; Corbel *et al.*, 2013a). On observe en général les jets compacts en radio ; dans ce domaine, on s’attend donc à un spectre plat ou légèrement inversé, comme on le verra dans les chapitres suivants.

Les modèles actuels des jets compacts (mais aussi discrets) incluent tous la présence d'un champ magnétique, l'accrétion progressive de plasma, et une extraction d'énergie du système central pour alimenter les jets. Néanmoins, ce dernier point en particulier pose problème à l'heure actuelle. Deux modèles principaux sont proposés pour expliquer l'origine possible de l'énergie des jets – ils traitent surtout des jets discrets plutôt que des jets compacts, mais les jets compacts sont probablement alimentés par des mécanismes voisins à base de champ magnétique. Ces deux modèles sont le modèle de Blandford & Znajek (1977) et celui de Blandford & Payne (1982).

De manière extrêmement simplifiée, la différence entre les deux modèles provient du comportement du champ magnétique. Dans le modèle de Blandford – Znajek, l'énergie des jets compacts provient de l'énergie rotationnelle d'un trou noir de Kerr (trou noir en rotation). Les lignes de champ magnétique sont transportées par la matière accrétée jusqu'à l'horizon des événements, et restent prisonnières à proximité de l'horizon des événements lorsque la matière le franchit. À cause de la rotation de l'espace-temps, elles s'enroulent autour de l'objet compact, jusqu'à fortement accélérer le plasma chargé qui est éjecté le long de leur axe de rotation. Dans le modèle de Blandford – Paine, l'énergie est extraite directement du disque d'accrétion : les fortes lignes de champ magnétique, responsables de l'accélération et de la collimation des jets, sont figées dans la matière du disque d'accrétion et tournent donc en même temps que le disque. Les particules s'échappent alors en suivant les lignes de champ poloïdales et sont donc accélérées par la force centrifuge. La magnétohydrodynamique prévoit dans ce cas que les particules sont capables de déformer les lignes de champ et de produire une composante toroïdale (perpendiculaire au disque) qui collimate alors le plasma en jets.

On souligne que le mécanisme de Blandford – Znajek impose la présence d'un trou noir, et ne peut donc s'appliquer qu'aux binaires X à trou noir, et pas aux binaires X à étoile à neutrons ni aux variables cataclysmiques, alors que le modèle de Blandford – Paine peut s'appliquer à tous les objets compacts accrétants.

## Distribution spectrale d'énergie

On a présenté ci-dessus tous les éléments constituant les binaires X, ainsi que le spectre de leur rayonnement – même si on reviendra plus en détail sur les jets discrets en section 3.1.

Pour étudier le rayonnement à large bande des binaires X, on peut utiliser ce que l'on appelle la distribution spectrale d'énergie (*spectral energy distribution*, SED). Il s'agit de la courbe représentant la densité de flux d'une source en fonction de la fréquence d'observation. Elle permet notamment de relier les observations dans différentes bandes de fréquences, en radio et dans les rayons X par exemple (voir la figure 6.7 pour un exemple réel provenant de la source MAXI J1820+070). Sur la figure 2.5 ci-dessous, on a représenté schématiquement la densité de flux globale, mais aussi les différentes contributions des composantes des binaires X.

Suivant les bandes de fréquence considérées, le flux provient d'une ou plusieurs composantes du système. On retrouve ainsi en radio et en infrarouge une



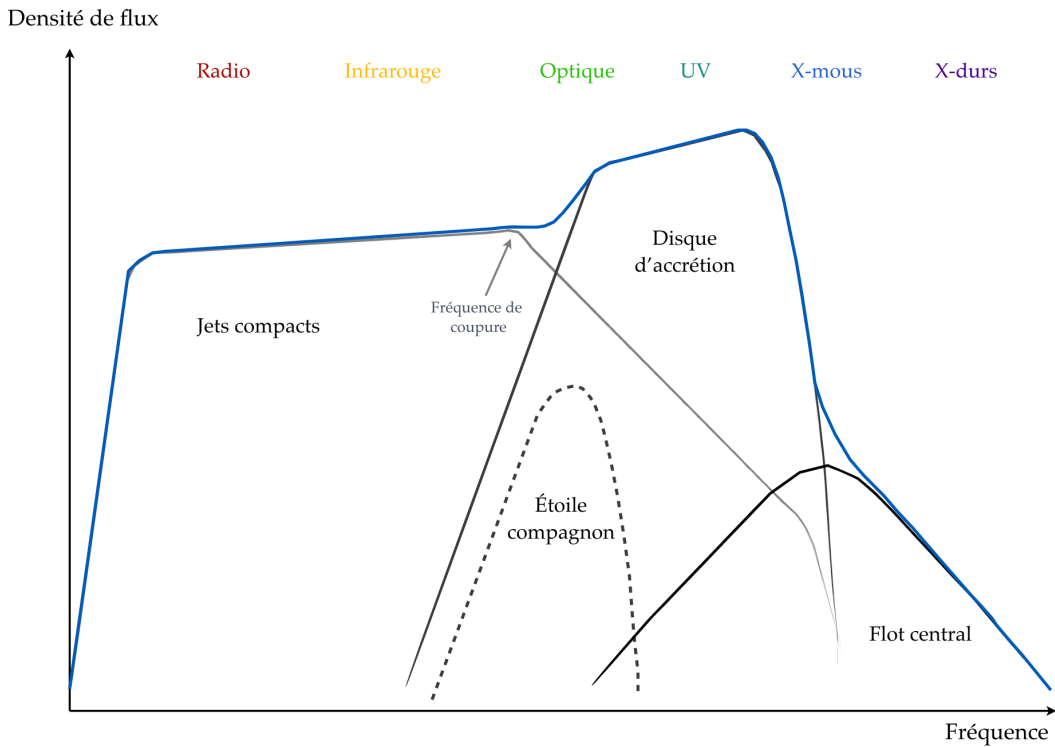


FIGURE 2.5 – Distribution spectrale d'énergie d'un microquasar dans l'état dur. Figure extraite de Coriat (2010). Le flot central d'accrétion est parfois appelé « couronne » selon les modèles.

contribution presque exclusive des jets compacts (présents uniquement dans l'état dur), conformément au spectre présenté sur la figure 2.4. De même, le spectre du disque d'accrétion (figure 1.3) est prédominant de l'optique jusqu'aux rayons X mous. Le rayonnement de l'étoile compagne dépend du type d'étoile en jeu, mais il s'étend *a priori* de l'infrarouge aux ultraviolets, et il n'est jamais dominant, quelle que soit la longueur d'onde. Cela explique pourquoi il est difficile de caractériser précisément la nature de l'étoile compagne, même si on peut se servir des raies d'absorption présentes dans son rayonnement lorsque l'on arrive à en observer. Enfin, la dernière composante de la distribution spectrale d'énergie est le flot central d'accrétion, parfois appelé couronne selon les modèles, qui contribue au rayonnement dans les X durs et dont on a brièvement mentionné le rayonnement dans la section 2.1. Il s'agit de la partie la plus interne de la matière en cours d'accrétion, à proximité immédiate de l'objet compact. La géométrie de cette zone n'est à l'heure actuelle pas connue avec certitude : il pourrait s'agir d'une couronne d'électrons chauds entourant l'objet compact (Zdziarski & Gierliński, 2004 ; Poutanen *et al.*, 2014 ; Kara *et al.*, 2019). Deux géométries ont été suggérées dans cette hypothèse : une source ponctuelle sur l'axe de rotation du trou noir (Dauser *et al.*, 2013), ou une couche au-dessus du disque d'accrétion (Haardt & Maraschi, 1993). Il pourrait aussi s'agir directement de la base des jets (Markoff *et al.*, 2005), ou encore de la partie interne d'un disque d'accrétion fortement magnétisé (Ferreira *et al.*, 2006). À l'heure actuelle, on sait juste

que ce plasma d'électrons chauds émet un rayonnement non thermique en loi de puissance dans les X durs, avec une coupure exponentielle autour de 100 keV (Sunyaev & Titarchuk, 1980; Haardt *et al.*, 1994).

La figure 2.5 montre pourquoi l'on se concentre sur les observations dans les domaines radio et X dans cette thèse : notre but est de caractériser le lien entre l'accrétion de matière et la formation de jets. L'observation dans le domaine radio permet de caractériser les phénomènes d'éjection sans confusion possible, puisque les jets compacts (et les jets discrets lorsque l'on en observe) sont les seules sources de rayonnement radio dans les microquasars. L'observation dans les rayons X permet quant à elle de caractériser à la fois le disque d'accrétion et le flot central, ainsi que leurs importances relatives. Elle permet donc de caractériser pour tout instant donné l'accrétion dans le système et son état spectral, et de le relier aux émissions radio.

L'énumération des différentes constituantes des binaires X est l'occasion de préciser un point qui n'a pas encore été abordé dans cette thèse : dans l'intégralité de ce manuscrit, on considérera que « binaire X » et « microquasar » sont des termes parfaitement interchangeables. En effet, historiquement, les binaires X correspondaient à la définition donnée précédemment (objet compact et étoile compagnon, disque d'accrétion, etc.), tandis que l'on entendait par « microquasars » les binaires X pour lesquelles on avait détecté des jets discrets se propageant à des vitesses relativistes sur de grandes distances – un nom donné par analogie avec les quasars à de plus grandes échelles (Mirabel & Rodríguez, 1994). Néanmoins, la découverte de plus en plus fréquente d'éjections discrètes lors de sursauts de binaires X (voir notamment Mirabel & Rodríguez, 1994; Hjellming & Rupen, 1995; Fender *et al.*, 1999; Mioduszewski *et al.*, 2001; Gallo *et al.*, 2004; Yang *et al.*, 2010; Rushton *et al.*, 2017; Miller-Jones *et al.*, 2019; Russell *et al.*, 2019b; Bright *et al.*, 2020; Carotenuto *et al.*, 2021a) laisse penser qu'il pourrait s'agir d'une composante normale des binaires X, au même titre que les jets compacts, et que, par le passé, nous n'avions simplement pas les instruments radio adaptés pour les détecter. On s'attend donc à ce que des jets discrets soient détectés dans toutes les binaires X pour lesquelles les conditions d'observation le permettent, d'où l'amalgame dans cette thèse entre les termes « binaire X » et « microquasar ».

## 2.3 Corrélation radio – X dans l'état dur

### Le plan fondamental radio – X

Pour étudier le lien entre l'accrétion de matière sur le trou noir et l'éjection continue de plasma *via* les jets compacts dans l'état dur, et donc potentiellement expliquer d'où provient l'énergie alimentant les jets, on peut étudier un éventuel lien entre les luminosités radio et X. En effet, comme souligné précédemment, la luminosité radio  $L_R$  caractérise directement les jets compacts, et la luminosité X  $L_X$  provient du disque et surtout du flot d'accrétion central (puisque l'on est dans l'état dur). Un lien entre les deux grandeurs soulignerait donc que les jets

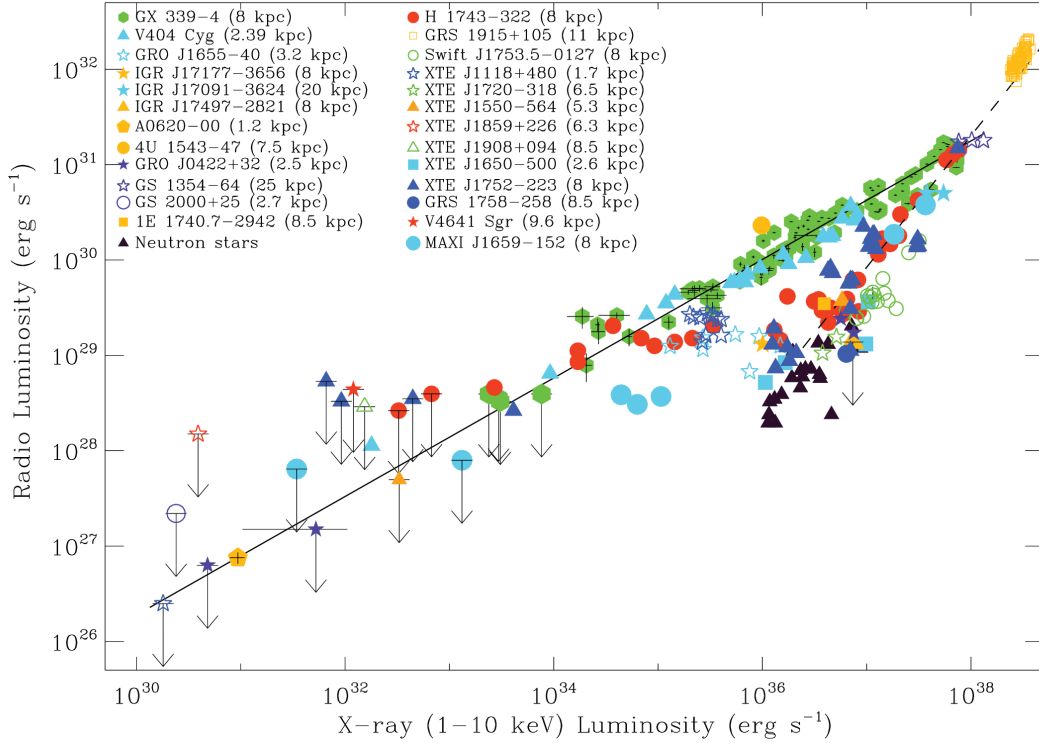


FIGURE 2.6 – Corrélation radio – X pour un ensemble de binaires X à trou noir dans l'état dur et en quiescence. La ligne continue marque la corrélation « historique » et la ligne pointillée la corrélation des sources « anormales » (*cf.* texte). Figure extraite de Corbel *et al.* (2013b).

compacts ne sont pas indépendants, mais bien – comme l'on s'y attend – fortement reliés au flot d'accrétion central.

Pour réaliser cette étude, on trace la luminosité radio en fonction de la luminosité X grâce à des données acquises simultanément (on entend en général par là acquises à moins de 24 h d'écart). Pour que la courbe obtenue ait un sens, les flux X doivent être mesurés dans la même bande d'énergie – en règle générale, on utilise la bande de 1 à 10 keV – et les flux radio doivent être ramenés à la même fréquence de mesure, en général 5 GHz. On convertit ensuite les flux en luminosités grâce à la distance  $D$  à la binaire X : le passage du flux X  $S_X$  exprimé en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  à la luminosité X  $L_X$  exprimée en  $\text{erg s}^{-1}$  se fait grâce à la formule  $L_X = 4\pi D^2 S_X$  ; et le passage du flux radio  $S_{5 \text{ GHz}}$  à la luminosité radio  $L_R$  à 5 GHz grâce à la formule  $L_R = 4\pi D^2 (5 \text{ GHz}) S_{5 \text{ GHz}}$ . On souligne que cette conversion n'est possible que si l'on connaît la distance entre l'observateur et la binaire X : ceci pose problème pour de nombreuses sources, pour lesquelles on utilise une distance moyenne, en général 8 kpc, ce qui fausse inévitablement la figure obtenue.

On présente un tracé de la corrélation radio – X sur la figure 2.6. Les premières études s'intéressant à cette corrélation – qui portaient sur très peu de sources – ont suggéré que la corrélation radio – X dans l'état dur suivait une loi universelle du type  $L_{\text{radio}} \propto L_X^b$  avec  $b \sim 0,6$  pour tous les microquasars (Corbel *et al.*, 2003b ;

Gallo *et al.*, 2003). Néanmoins, l'ajout de nouvelles sources sur la corrélation a fait émerger une seconde branche, semblant obéir plutôt à la corrélation  $b \sim 1,4$  (Coriat *et al.*, 2011). Les deux branches sont visibles sur la figure 2.6 : la branche historique, la première découverte, est représentée par une ligne continue, alors que la branche découverte dans un deuxième temps, nommée branche des *outliers* en anglais (ce qu'on pourrait traduire par *anomalies*<sup>1</sup>) est représentée par une ligne pointillée.

Les noms de « branche standard » et « branche des anomalies » sont encore utilisés pour désigner les branches ayant respectivement la pente la moins raide et la pente la plus raide, mais ils sont seulement historiques et découlent de l'ordre de découverte des deux branches. De fait, ces dernières années, la majorité des sources nouvellement découvertes a rejoint la branche des anomalies, ce qui suggère qu'il pourrait en fait s'agir des sources les plus communes (Motta *et al.*, 2018). Je juge donc ce nom impropre ; néanmoins, aucune autre proposition de nom n'est présente dans la littérature, à part des noms dérivés d'hypothèses visant à expliquer la présence de deux branches. Faute d'une autre possibilité indépendante de toute hypothèse, j'utilise dans cette thèse les termes de « branche standard » pour la branche supérieure de la corrélation et « branche des anomalies » pour la branche inférieure de la corrélation. Mais on gardera en tête que la proposition de nouveaux noms dans la littérature serait bienvenue...

## Hypothèses possibles

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer la présence de deux corrélations différentes dans le plan radio – X. Avant de parler de ces hypothèses, on peut déjà souligner les différences connues entre ces deux groupes de sources. Les sources de la branche inférieure ont une luminosité radio plus faible que les sources de la branche supérieure pour la même luminosité X, ou inversement, une luminosité X plus forte que les sources de la branche supérieure pour la même luminosité radio. Dingler *et al.* (2014) ont découvert qu'outre cette différence de luminosité, les sources de la branche standard présenteraient une variabilité moyenne dans les rayons X plus élevée que les sources de la branche des anomalies. Il a aussi été suggéré que le spectre radio des deux groupes de sources différencierait : l'indice spectral radio moyen des sources de la branche standard est  $\alpha \sim 0,2$  alors que celui des sources de la branche des anomalies est  $\alpha \sim -0,2$  (Espinasse & Fender, 2018). Tout en restant dans les valeurs attendues pour les jets compacts (un spectre globalement plat), cette différence statistiquement significative laisse supposer une différence dans les jets compacts des deux groupes de sources, avec des sources de la branche des anomalies un peu plus optiquement minces. Néanmoins, cette différence moyenne n'est pas vérifiée pour toutes les observations de toutes les sources individuelles (voir par exemple Carotenuto *et al.*, 2021b), ce qui indique qu'il est nécessaire d'affiner cette observation.

---

1. Ce terme ne fait pas l'unanimité. Il s'agit néanmoins d'une traduction directe de « outliers » – la traduction « valeurs aberrantes » étant trop lourde de mon point de vue – qui permet d'utiliser un mot en français dans une thèse en français.

La première piste qu'il est possible d'invoquer pour expliquer les deux corrélations est celle d'effets géométriques, c'est-à-dire de l'inclinaison des binaires X. Cette hypothèse implique qu'il n'y aurait pas de différence physique réelle entre les deux groupes de sources, puisque seul leur angle de vue depuis la Terre jouerait sur leur appartenance à l'une ou l'autre branche. À l'appui de cette hypothèse, Motta *et al.* (2018), considérant 12 binaires X classées entre les deux groupes, trouvent que les sources de la branche des anomalies seraient plutôt des sources de haute inclinaison (vues sur la tranche) alors que les sources de la branche standard seraient des sources de faible inclinaison (vues de face), ce que Soleri & Fender (2011) et Espinasse & Fender (2018) n'auraient pas remarqué précédemment malgré des études similaires. La dépendance à l'inclinaison pourrait s'expliquer grâce à l'effet Doppler relativiste ou au fait que certains modèles de jets compacts prédisent une dépendance de l'indice spectral à l'angle de vue (Falcke, 1996). Néanmoins, cette hypothèse ne nous semble pas totalement satisfaisante au sens où l'inclinaison des binaires X est une grandeur continue et aléatoire, alors que les sources se répartissent en deux corrélations (*a priori*, dans l'état actuel des connaissances) bien distinctes. On peut alors s'interroger : lorsque l'échantillon de binaires X étudiées augmentera, verra-t-on disparaître ces deux corrélations au profit d'un continuum si l'hypothèse de l'inclinaison est vraie ? De plus, comment expliquer l'existence de sources « hybrides », d'abord sur la branche des anomalies puis sur la branche standard à plus basse luminosité (Coriat *et al.*, 2011 ; Carotenuto *et al.*, 2021b), dans le cadre de l'hypothèse de l'inclinaison, grandeur qui ne varie pas avec le temps ?

En réponse à la possibilité que les jets tirent leur énergie du spin du trou noir *via* le mécanisme présenté par Blandford & Znajek (1977), une deuxième hypothèse est envisagée pour expliquer l'existence de deux corrélations, à savoir une différence de valeur de spin du trou noir central. Néanmoins, Espinasse & Fender (2018) examinent cette hypothèse et concluent qu'il n'y aurait *a priori* pas de rapport entre le spin de l'objet compact et l'appartenance à l'une ou l'autre des corrélations, même si les échantillons étudiés sont petits et les mesures de spin en général très peu précises dans la littérature.

Si l'on exclut l'hypothèse d'effets géométriques pour expliquer l'existence des deux groupes de sources, cela signifie qu'il est question d'une réelle différence physique, et de nombreuses théories ont été proposées en ce sens. Certaines se focalisent sur une différence dans le processus d'accrétion, c'est-à-dire dans la luminosité X, alors que d'autres se focalisent sur des variations dans les jets et donc dans la luminosité radio.

Ainsi, Casella & Pe'er (2009) suggèrent qu'une différence dans l'intensité du champ magnétique du jet pourrait expliquer les deux corrélations, à cause des pertes radiatives : les sources dont le champ magnétique est supérieur à une valeur critique présenteraient une émission radio bien plus faible que les autres, d'où l'apparition de deux groupes.

Si on se concentre maintenant sur le flot d'accrétion, deux hypothèses coexistent. Meyer-Hofmeister & Meyer (2014) suggèrent que l'émission X des sources de la branche des anomalies serait plus élevée que celle des sources de la branche

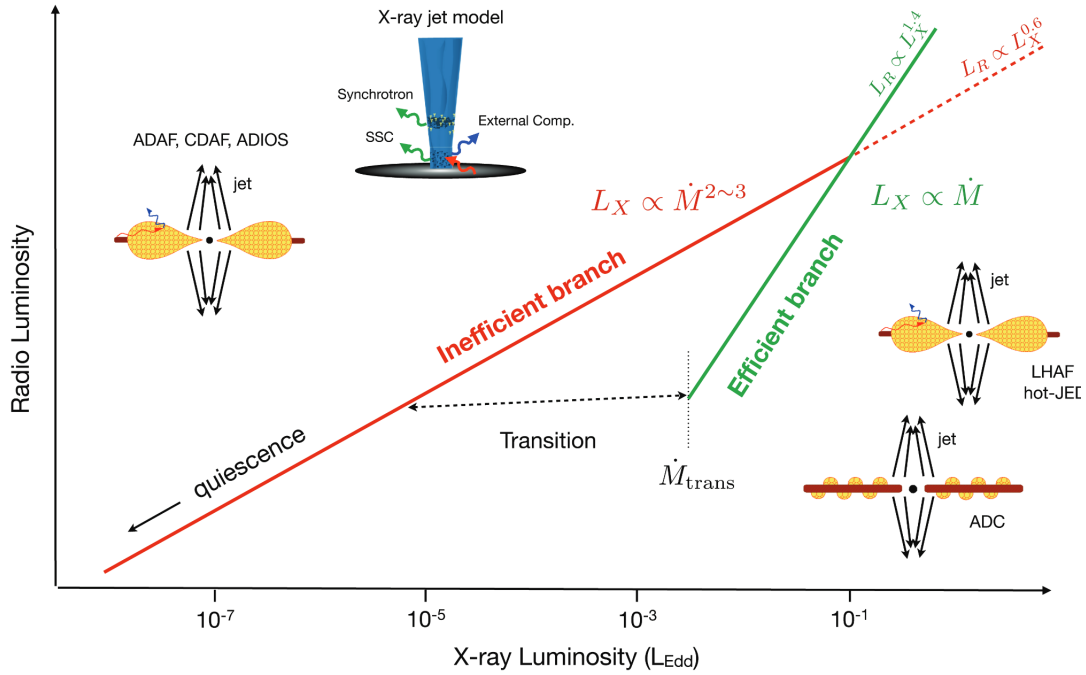


FIGURE 2.7 – Possible explication des deux branches de la corrélation radio – X : une différence d’efficacité radiative. Figure extraite de Coriat *et al.* (2011).

standard pour une même luminosité radio (d’où l’apparente faible luminosité radio) à cause de la condensation de gaz du flot central d’accrétion en un disque interne froid et peu lumineux. Ce disque fournirait des photons supplémentaires qui pourraient subir l’effet Compton inverse (comme ceux du disque d’accrétion), entraînant donc une luminosité X totale plus élevée que celle à laquelle on s’attend. L’existence de ce disque dans les sources de la branche des anomalies pourrait être due à des différences de viscosité et de conductivité liées au champ magnétique de l’étoile compagne.

Mais l’hypothèse la plus populaire à l’heure actuelle semble être celle présentée par Coriat *et al.* (2011), à savoir celle d’une différence d’efficacité radiative dans le flot d’accrétion. Leur modèle est résumé par la figure 2.7.

Dans ce modèle, on s’intéresse au flot d’accrétion central. L’énergie gravitationnelle de la matière accrétée peut être libérée *via* l’émission d’un rayonnement (mécanisme radiativement efficace) ou transportée dans le flot d’accrétion (mécanisme radiativement inefficace). Il existe différents modèles de flots radiativement efficaces et inefficaces, dont l’explication détaillée sort du cadre de cette thèse. On peut néanmoins citer parmi les modèles de flots radiativement efficaces, en plus du modèle standard de disque d’accrétion géométriquement mince et optiquement épais (Shakura & Sunyaev, 1973), les modèles de couronne de disque d’accrétion (ADC; Haardt & Maraschi, 1991) et de flot d’accrétion chaud et lumineux (LHAF; Yuan & Zdziarski, 2004). Les modèles les plus connus de flots radiativement inefficaces sont le modèle de flot d’accrétion dominé par l’advection (ADAF; Ichimaru, 1977; Narayan & Yi, 1994; Abramowicz *et al.*, 1995) et

la solution de flux entrant et sortant dominée par l’advection (ADIOS; Blandford & Begelman, 1999).

La différence majeure entre les deux types de flot d’accrétion est le lien entre le taux d’accrétion  $\dot{m}$  et la luminosité X : on a  $L_X \propto \dot{m}$  dans le cas d’un flot radiativement efficace et  $L_X \propto \dot{m}^{2-3}$  dans le cas d’un flot radiativement inefficace. Coriat *et al.* (2011) montrent que si l’on considère que le modèle classique des jets compacts est valable pour les deux catégories de binaires X, les valeurs des pentes des deux corrélations impliquent un flot d’accrétion radiativement inefficace pour les sources de la branche standard et radiativement efficace pour les sources de la branche des anomalies. Dans le cadre de ce modèle, les sources dites « hybrides », comme H1743–322 et MAXI J1348–630 – et potentiellement toutes les sources de la branche des anomalies, puisqu’il est possible qu’elles soient en réalité toutes des sources hybrides (Coriat *et al.*, 2011; Carotenuto *et al.*, 2021b) – seraient des sources avec un flot d’accrétion radiativement efficace à haute luminosité, qui deviendrait ensuite radiativement inefficace sous un certain taux d’accrétion. La raison pour laquelle le flot d’accrétion de certaines binaires X resterait radiativement inefficace jusqu’à la transition vers l’état mou (où le disque d’accrétion de Shakura & Sunyaev (1973), qui est la source d’émission X dominante, est radiativement efficace) alors que d’autres sources présenteraient un flot d’accrétion relativement efficace dès l’état dur (mais potentiellement seulement à haute luminosité) n’est à l’heure actuelle pas formellement connue. Néanmoins, il est intéressant de se pencher sur les conclusions de Yuan & Zdziarski (2004) à ce sujet. En effet, ils examinent les modèles de disque d’accrétion chaud (ADAF et LHAF notamment) et concluent que l’on pourrait avoir un passage de l’un à l’autre avec l’augmentation du taux d’accrétion. Selon cette hypothèse, à faible taux d’accrétion, on est dans le régime radiativement inefficace et peu lumineux ADAF, avec un chauffage visqueux et un refroidissement advectif. Avec l’augmentation du taux d’accrétion, le refroidissement par interaction Coulomb entre les ions et les électrons augmente, jusqu’à atteindre un taux d’accrétion où il n’y a plus du tout de refroidissement advectif. On passe ensuite, lorsque le taux d’accrétion augmente encore, dans le régime LHAF, beaucoup plus lumineux et radiativement efficace, où l’advection contribue cette fois-ci au chauffage. Cette hypothèse de changement de régime inefficace / efficace suivant le taux d’accrétion pourrait expliquer le parcours des sources hybrides dans le plan radio – X.

Concluons cette partie en évoquant l’extension de la corrélation radio – X aux trous noirs supermassifs des noyaux actifs de galaxie. En effet, la découverte de la branche standard de la corrélation a soulevé la question de la validité de cette corrélation pour des trous noirs plus massifs, jusqu’aux trous noirs supermassifs de plusieurs millions voire milliards de masses solaires. La validité de cette corrélation signifierait l’existence d’une connexion entre le disque d’accrétion et les jets compacts similaire quelle que soit la masse du trou noir. De fait, Merloni *et al.* (2003), Falcke *et al.* (2004), Körding *et al.* (2006) et Plotkin *et al.* (2012) ont trouvé que les noyaux actifs de galaxie suivent une corrélation similaire à celle de la branche standard, lorsqu’on se place dans un hyperplan à trois dimensions, où on ajoute la masse du trou noir aux luminosités X et radio. Ce plan a été

appelé le plan fondamental d'activité des trous noirs (*fundamental plane of black hole activity*). En ajoutant un terme pour prendre en compte la masse du trou noir, la corrélation devient alors  $L_R \propto L_X^{0,6} M_{\text{BH}}^{0,8}$ .

Ce plan « fondamental » regroupe à l'heure actuelle tous les trous noirs, sauf les microquasars de la branche des anomalies (ce qui représente un pourcentage non négligeable des microquasars connus) ; il est présenté sur la figure 2.8.

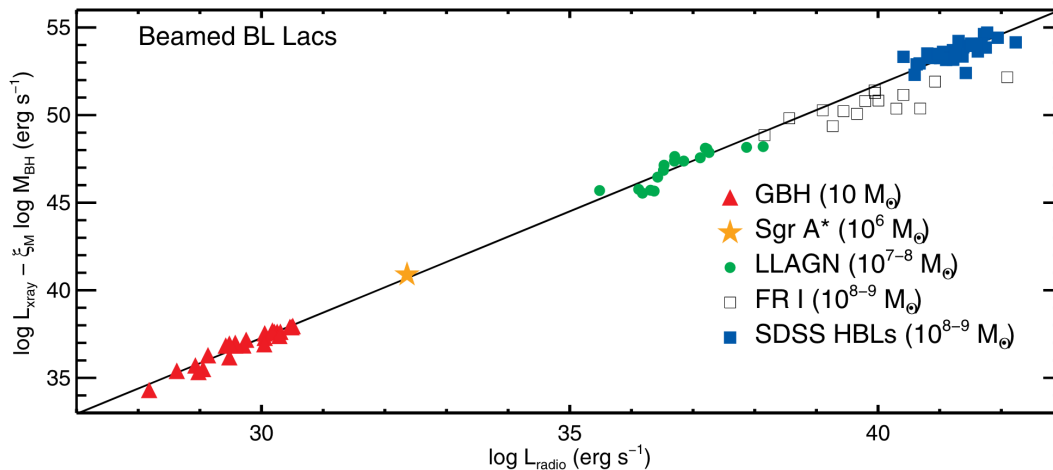


FIGURE 2.8 – Plan fondamental d'activité des trous noirs projeté pour obtenir une figure en deux dimensions, regroupant trous noirs galactiques et AGN. Figure extraite de Plotkin *et al.* (2012).

Malgré l'existence de la seconde branche des microquasars, qui laisse supposer que la physique mise en jeu est plus complexe qu'une unique corrélation  $L_R - L_X - M_{\text{BH}}$ , l'existence même d'une corrélation pour des trous noirs de masses s'étalant sur plusieurs ordres de grandeur suggère que la physique de l'accrétion sur les trous noirs pourrait être (en partie) universelle. Ainsi, une invariance d'échelle dans le couplage entre le disque et les jets compacts, reliant la puissance des jets décrite par la luminosité radio et le taux d'accrétion décrit par les rayons X, pourrait expliquer la corrélation du plan fondamental (Merloni *et al.*, 2003). Cela ouvre différentes perspectives d'étude, puisque des observations sur les processus d'accrétion dans les microquasars pourraient s'appliquer aux AGN, et réciproquement. En effet, l'étude des trous noirs stellaires des microquasars permet de sonder l'évolution du taux d'accrétion au cours du temps pour des sources individuelles, alors que les AGN peuvent être étudiés statistiquement sur une grande population présentant des propriétés physiques variées.



---

## JETS RELATIVISTES DES MICROQUASARS

---

### 3.1 Jets discrets relativistes

#### Observations historiques et caractéristiques

En 1994, des observations effectuées avec le VLA (voir section 4.2) ont permis à Mirabel & Rodríguez (1994) d'observer des sources radio en mouvement, alignées et s'éloignant de la binaire X GRS 1915+105. Ces observations évoquent fortement les jets discrets qui étaient observés en provenance de noyaux actifs de galaxies – c'est-à-dire de trous noirs supermassifs – depuis de nombreuses années (Curtis, 1918). Ceci a valu, par analogie avec leurs grands frères, le surnom de « microquasars » aux binaires X pour lesquelles des jets discrets sont détectés (mais nous avons déjà parlé en fin de chapitre précédent de cette distinction sémantique entre « microquasar » et « binaire X » que nous ne ferons pas). Les observations originelles de Mirabel & Rodríguez (1994), où l'on voit clairement les jets discrets s'éloigner progressivement du cœur de GRS 1915+105, sont présentées sur la figure 3.1.

Le modèle développé par van der Laan (1966) – en premier lieu pour expliquer les variations de spectre de certains quasars, mais il est aussi applicable aux microquasars – indique que les jets discrets sont des bulles de plasma en expansion, éjectées à des vitesses relativistes (c'est-à-dire à une fraction significative de la vitesse de la lumière  $c$ ). Par défaut, on suppose que l'éjection est bipo-

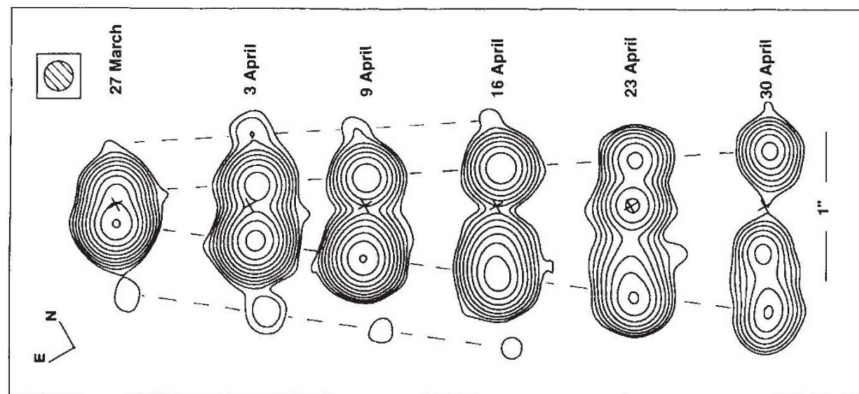


FIGURE 3.1 – Premières observations des jets discrets d'un microquasar, GRS 1915+105. Figure extraite de Mirabel & Rodríguez (1994).

laire, c'est-à-dire que deux bulles de plasma partant en sens opposé sont éjectées simultanément.

Le plasma éjecté est d'abord optiquement épais aux fréquences radio, mais en expansion adiabatique, aussi son opacité décroît rapidement au fil de l'augmentation de sa taille. La transition du régime optiquement épais vers le régime optiquement mince a donc lieu à des fréquences de plus en plus basses au cours du temps : peu après son éjection, l'émission du plasma (si elle est assez forte pour être détectable en radio) est interprétable comme un rayonnement synchrotron optiquement mince de spectre de pente  $\sim -0,6$  (pour le spectre synchrotron, on renvoie le lecteur aux courbes individuelles de la figure 2.4).

L'observation d'un rayonnement radio de pente proche de  $-0,6$  provenant de la position d'une binaire X est donc la signature claire de la présence de jets discrets (par opposition aux jets compacts, de spectre plat), même s'ils ne sont pas (ou pas encore) résolus (Fender, 2006). À l'heure actuelle, des jets discrets résolus, c'est-à-dire que l'on peut séparer du cœur de la binaire X sur les images radio, n'ont été détectés que pour une douzaine de sources (voir, parmi de nombreuses références, Mirabel & Rodríguez, 1994 ; Hjellming & Rupen, 1995 ; Fender *et al.*, 1999 ; Mioduszewski *et al.*, 2001 ; Corbel *et al.*, 2002 ; Gallo *et al.*, 2004 ; Corbel *et al.*, 2005 ; Yang *et al.*, 2010 ; Migliori *et al.*, 2017 ; Rushton *et al.*, 2017 ; Miller-Jones *et al.*, 2019 ; Russell *et al.*, 2019b ; Bright *et al.*, 2020 ; Carotenuto *et al.*, 2021a). Le plus souvent, seule une des deux composantes des jets discrets est détectée – souvent celle qui s'approche de la Terre, grâce à l'effet Doppler qui augmente sa luminosité –, bien que pour certaines sources comme MAXI J1820+070, on ait la chance de détecter les deux jets (voir Bright *et al.*, 2020 et le chapitre 6 de ce manuscrit). La détection des deux jets et leur suivi dans le temps permet bien entendu d'obtenir plus d'informations sur la binaire X et son environnement qu'une détection unilatérale, mais elle reste rare.

On a indiqué que les jets discrets sont formés de plasma, mais la composition de ce plasma est encore sujette à débat. Deux hypothèses prédominent : il pourrait s'agir d'un plasma électrons – positrons, ou d'un plasma électrons – protons (Fender, 2006). Dans les deux cas, le plasma est globalement neutre mais sensible au champ magnétique ; toutefois, cela implique une différence majeure : la masse du plasma. En effet, un proton est  $\sim 10^3$  fois plus lourd qu'un positron. À l'heure actuelle, une composante baryonique n'a été détectée que pour la source SS 433, dont le spectre présente des raies d'émission en optique, infrarouge et rayons X (Margon, 1984 ; Marshall *et al.*, 2002). Cette composante baryonique pourrait être due à la composition intrinsèque des jets ou à l'entraînement de matière du milieu interstellaire par le jet. Pour toutes les autres binaires X (et même pour les AGN ; Fender, 2006), on n'a détecté à l'heure actuelle qu'une composante leptonique dans les jets discrets : il est donc impossible de savoir si une composante baryonique non détectée existe, ou s'il s'agit de jets électrons – positrons uniquement. La présence de raies d'absorption ou d'émission dans les spectres permettrait de trancher en faveur d'une composante baryonique, mais aucune raie n'a été détectée, et, comme le signale Fender (2006), on ne sait même pas où chercher ces raies à l'heure actuelle – en effet, le facteur de Lorentz des

jets est très mal contraint, et donc le décalage Doppler des raies aussi (Mirabel *et al.*, 1997; Fender, 2003; Fender, 2006).

À l’heure actuelle, les deux hypothèses  $e^-/e^+$  ou  $e^-/p$  sont utilisées suivant les contextes et les calculs. Par exemple, on estime souvent la masse des jets discrets à partir du nombre d’électrons du jet, en considérant que l’on a un proton pour un électron. On considère alors que les protons sont « froids », c’est-à-dire qu’ils ne rayonnent pas d’énergie mais contribuent à la masse du jet et à la neutralité du plasma (voir par exemple les calculs de Tomsick *et al.*, 2003; Corbel *et al.*, 2005; Espinasse *et al.*, 2020 et la section 3.2).

## Mouvement propre des jets discrets

Dès la détection de jets discrets, on cherche à suivre leur évolution dans le temps. En effet, de nombreux exemples – que l’on détaillera plus bas – ont montré que l’on peut tirer énormément d’informations de leur mouvement propre, puisque ce dernier peut refléter leurs propriétés intrinsèques (Fender, 2006).

On considère que les jets discrets observés proviennent de l’éjection simultanée et symétrique de deux bulles de plasma, se déplaçant à la vitesse réduite observée, projetée sur le plan du ciel,  $\beta_{\text{obs}}$ . On peut alors relier cette vitesse apparente à la vitesse réduite intrinsèque des bulles de plasma d’après la formule de Mirabel & Rodríguez (1994) :

$$\beta_{\text{obs}} = \frac{\beta_{\text{int}} \sin \theta}{1 \mp \beta_{\text{int}} \cos \theta}$$

où  $\theta$  est l’angle de vue du jet depuis la Terre, et où le signe  $\mp$  fait référence respectivement aux composantes s’approchant et s’éloignant. Cette équation signifie que si  $\beta_{\text{int}} > 0,7$ , on peut observer depuis la Terre  $\beta_{\text{obs}} > 1$  (Fender, 2006), c’est-à-dire un mouvement en apparence supraluminique, au moins pour le jet s’approchant de la Terre. Ainsi par exemple, on a observé des vitesses apparentes de  $0,61 c$  et  $1,59 c$  pour les jets discrets de MAXI J1820+070. La figure 3.2 présente les notations utilisées ici, et l’évolution de  $\beta_{\text{obs}}$  en fonction de  $\theta$  et  $\beta_{\text{int}}$ .

Néanmoins, ce n’est pas directement  $\beta_{\text{obs}}$  que l’on mesure en étudiant le mouvement propre des jets discrets, mais  $\mu_{\text{app}}$  et  $\mu_{\text{rec}}$  (où  $\mu_{\text{app}}$  fait référence au jet s’approchant de nous et  $\mu_{\text{rec}}$  au jet s’éloignant). Il s’agit de la vitesse apparente projetée sur le plan du ciel des deux composantes, exprimée en secondes d’arc par jour :  $\mu = \beta_{\text{obs}} \frac{c}{D}$  (en utilisant la bonne définition de  $\beta_{\text{obs}}$  suivant la composante; Mirabel & Rodríguez, 1999). On peut alors réarranger les équations ci-dessus pour obtenir :

$$\beta_{\text{int}} \cos \theta = \frac{\mu_{\text{app}} - \mu_{\text{rec}}}{\mu_{\text{app}} + \mu_{\text{rec}}}$$

Le suivi du mouvement propre des jets associé à la connaissance de leur angle de vue  $\theta$  implique donc la connaissance de leur vitesse intrinsèque  $\beta_{\text{int}}$ . L’angle de vue  $\theta$  est rarement connu précisément car il est difficile à mesurer, mais il ne dépend en fait que de la distance  $D$  de la binaire X à la Terre (Mirabel & Rodríguez, 1999) :

$$\tan \theta = \frac{2D}{c} \frac{\mu_{\text{app}} \mu_{\text{rec}}}{\mu_{\text{app}} - \mu_{\text{rec}}}$$

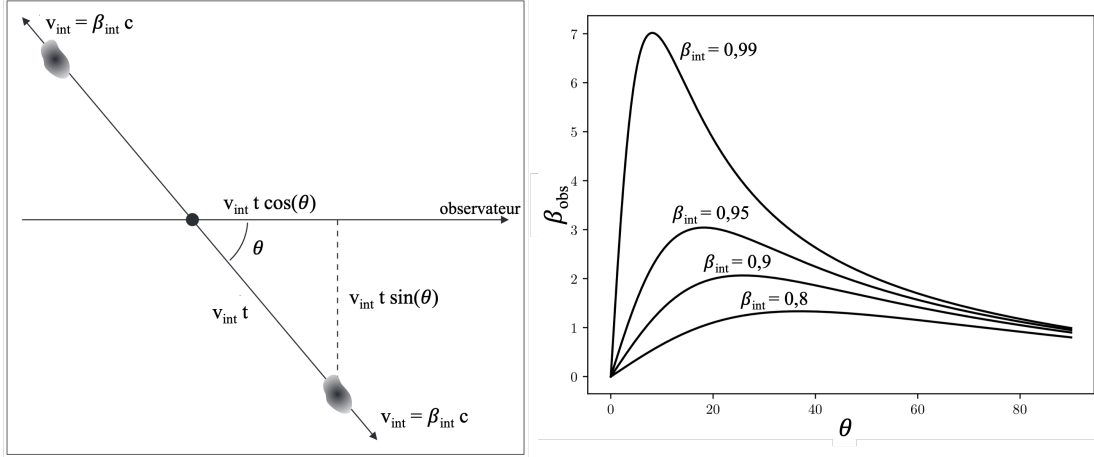


FIGURE 3.2 – *Gauche* : Schéma des jets discrets en cours de propagation, présentant les notations utilisées dans ce chapitre. Adapté de Mirabel & Rodríguez (1999). *Droite* : Valeur de  $\beta_{\text{obs}}$  observée selon l'angle de vue du jet et la valeur de  $\beta_{\text{int}}$  : les vitesses apparentes peuvent être fortement supraluminiques. Adapté de Bright (2020).

Si le produit  $\beta_{\text{int}} \cos \theta$  a déjà été déterminé par l'équation précédente et que  $D$  est connue, on peut donc estimer séparément les valeurs de  $\beta_{\text{int}}$  et  $\theta$ . Par contre, si la distance à la source est inconnue, la mesure du mouvement propre des jets permet d'en obtenir une limite supérieure, en considérant la valeur limite  $\beta_{\text{int}} = 1$  :

$$D_{\text{max}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_{\text{app}} \mu_{\text{rec}}}}$$

Ainsi, Mirabel & Rodríguez (1994) ont pu estimer  $D < 13,7$  kpc pour GRS 1915+105, ce qui a permis de conclure que ce premier microquasar était bien une source galactique. La connaissance de  $D_{\text{max}}$  nous donne à son tour  $\theta_{\text{max}}$  (Fender, 2006) :

$$\theta_{\text{max}} = \arccos \left( \frac{\mu_{\text{app}} - \mu_{\text{rec}}}{\mu_{\text{app}} + \mu_{\text{rec}}} \right)$$

Le mouvement relativiste des jets discrets a une conséquence sur leur luminosité : ils subissent à la fois l'effet Doppler classique et des effets relativistes, que l'on peut tous regrouper dans le facteur  $\delta$  (Fender, 2006) :

$$\delta = \frac{1}{\Gamma} \frac{1}{1 \mp \beta_{\text{int}} \cos \theta}$$

$$\delta = \frac{\sqrt{1 - \beta_{\text{int}}^2}}{1 \mp \beta_{\text{int}} \cos \theta}$$

où l'on a toujours  $\mp$  qui signifie  $-$  pour le jet s'approchant et  $+$  pour le jet s'éloignant de l'observateur. Le facteur  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz global du jet discret (par opposition au facteur de Lorentz des électrons individuels); mais

Fender (2003) montre que ce facteur ne peut être facilement contraint. Selon cette définition, un objet se déplaçant à la vitesse propre  $\beta_{\text{int}}$ , avec un angle de vue  $\theta$ , a une luminosité perçue  $\delta^k$  fois plus forte qu'en l'absence de mouvement, avec  $k = 2$  pour un jet continu et  $k = 3$  pour une bulle de plasma unique. Ceci implique que si l'on mesure les densités de flux  $S$  pour les deux jets à la même séparation angulaire, c'est-à-dire au même âge (mais donc pas à la même date d'observation du point de vue terrestre!), on va avoir :

$$\frac{S_{\text{app}}}{S_{\text{rec}}} = \left( \frac{\delta_{\text{app}}}{\delta_{\text{rec}}} \right)^{k-\alpha} = \left( \frac{\mu_{\text{app}}}{\mu_{\text{rec}}} \right)^{k-\alpha}$$

pour des jets discrets d'indice spectral  $\alpha$  (Fender, 2006).

L'étude du mouvement propre des jets discrets permet donc d'obtenir diverses informations sur ceux-ci. Tout d'abord, la mesure du ratio des flux au même âge, lorsqu'on connaît le spectre des jets (souvent synchrotron optiquement mince, donc  $\alpha \sim -0,6$ ) et leur mouvement propre, donne la valeur de  $k$ . Dans le cas de bulles de plasma, on s'attend à une valeur théorique de 3 : une valeur de  $k$  sensiblement inférieure indiquera que la vitesse réelle d'ensemble des jets est moindre que celle que l'on estime grâce au déplacement des pics de flux radio (Blandford *et al.*, 1977 ; Fender, 2003).

Malheureusement, Fender (2003) montre que l'étude du mouvement propre des jets ne permet pas de contraindre la valeur de  $\Gamma$ , car nos fourchettes de distance pour la source, même quand elles sont précises, impliquent une très grande fourchette de valeurs pour le facteur de Lorentz des jets. En revanche, la connaissance du mouvement propre des jets permet de contraindre la distance maximale de la source si elle est inconnue, et donc d'obtenir une idée de la distance réelle, puisque le même auteur montre que l'on va souvent avoir  $D \sim D_{\text{max}}$ . À l'inverse, lorsque la distance est connue, on n'a une chance de contraindre  $\Gamma$  que dans le cas d'une précession visible des jets. La connaissance de la distance (maximale) de la source permet aussi de contraindre l'angle de vue  $\theta_{\text{max}}$ , donc une fourchette d'inclinaisons possible pour la binaire X. Néanmoins, on doit souligner qu'il existe des exemples de jets non alignés avec le disque d'accrétion (Maccarone, 2002 ; Poutanen *et al.*, 2022) : la connaissance de l'angle de vue des jets ne peut donc pas être une preuve définitive de l'inclinaison d'une binaire X (c'est-à-dire de l'inclinaison de son disque).

Enfin, et nous y reviendrons dans la suite, l'étude du mouvement propre des jets permet de sonder le milieu interstellaire entourant les binaires X. En effet, on observe différents types de mouvement pour les jets : un mouvement balistique, un mouvement décéléré, parfois même un arrêt complet des jets discrets... Ceux-ci, à leur tour, nous renseignent sur ce que le jet a rencontré au cours de sa propagation. On renvoie le lecteur à la section dédiée 3.3 pour plus de détails.

## 3.2 Propriétés de l'éjection

### Courbe de lumière

Comme on l'a indiqué dans la section 2.2, les jets discrets sont *a priori* éjectés par les binaires X au moment de leur transition de l'état dur vers l'état mou. Cette éjection semble corrélée à l'observation d'un important pic de luminosité radio (*radio flare*) pour plusieurs sources (voir entre autres Corbel *et al.*, 2003a, 2005; Miller-Jones *et al.*, 2012; Fender & Bright, 2019; Russell *et al.*, 2019b; Bright *et al.*, 2020). L'éjection et le pic radio seraient tous deux la signature d'un changement dans les propriétés du flot d'accrétion – par exemple un changement de taux d'accrétion, de géométrie ou d'épaisseur optique du flot, etc. (Fender & Bright, 2019).

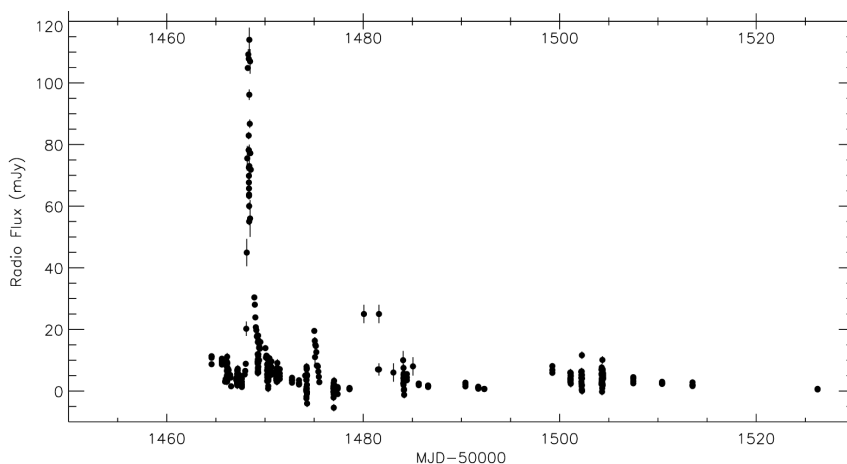


FIGURE 3.3 – Exemple de pic radio observé au changement d'état spectral de la binaire X XTE J1859+226. Figure extraite de Brocksopp *et al.* (2002).

Pour donner un exemple, la figure 3.3 présente le pic radio observé au cours de la transition de l'état dur vers l'état mou du microquasar XTE J1859+226. L'étude de ces pics *via* des observations denses permet d'obtenir des informations précieuses sur la zone d'émission des jets. En effet, dans le modèle de van der Laan (1966) évoqué plus haut, les jets discrets sont des bulles de plasma en expansion adiabatique. Lors de leur éjection, le plasma est optiquement épais, mais il devient progressivement optiquement mince à des fréquences de plus en plus basses au cours de sa propagation. C'est ce phénomène que l'on observe grâce au pic radio : la montée du pic correspond à la décroissance progressive de l'épaisseur optique. Le jet discret, rayonnant au départ par rayonnement synchrotron auto-absorbé – avec, donc, un spectre inversé, même si l'on n'atteint jamais la pente théorique de +2,5 (Fender & Bright, 2019) – devient progressivement transparent à la fréquence d'observation, jusqu'au pic d'intensité où l'opacité de la bulle de plasma vaut  $\tau \sim 1$  à la fréquence d'intérêt ; on observe ensuite pour le reste de sa durée de vie un spectre synchrotron optiquement mince ( $\alpha \sim -0,6$ ). La durée de montée de la courbe radio est très variable suivant les sources, allant de quelques minutes ou quelques heures jusqu'à plusieurs jours (Brocksopp *et al.*, 2007; Tetarenko *et al.*, 2017; Bright *et al.*, 2020), suivant la taille et l'énergie des bulles de

plasma émises. La mesure de cette durée  $\Delta t$  permet d'estimer la limite supérieure de la taille des jets discrets émis : celle-ci est forcément inférieure à  $c\Delta t$ , puisque l'expansion a forcément lieu à une vitesse inférieure à  $c$ . Cette limite supérieure – bien qu'imprécise et très probablement fortement surestimée, car Fender & Bright (2019) montrent que l'expansion aurait plutôt lieu à des vitesses autour de  $0,01 c$  à  $0,1 c$  – est très utile pour le calcul de l'énergie minimale du jet dans l'hypothèse d'équipartition, que l'on détaillera dans la section suivante.

La diminution de luminosité, en général sous forme de décroissance exponentielle (Bright *et al.*, 2020), correspond ensuite aux pertes d'énergie par expansion adiabatique du jet discret. En effet, d'après Fender (2006), ce sont les pertes d'énergie *via* l'expansion, et pas les pertes d'énergie *via* le rayonnement synchrotron, qui dominent pour les jets discrets (et l'on précise que ces pertes avaient bien entendu aussi lieu durant la phase de croissance de la courbe). Le caractère prédominant des pertes adiabatiques est visible si l'on compare la valeur d'énergie des jets discrets estimée grâce à la luminosité du pic radio à celle obtenue par des calculs d'équipartition en utilisant le volume des jets : Bright *et al.* (2020) et Espinasse *et al.* (2020) trouvent une différence de l'ordre de  $10^4$  erg entre ces deux estimations effectuées sur les jets de la source MAXI J1820+070, ce qui indique qu'une très grande partie de l'énergie est conservée dans le plasma du jet et pas du tout rayonnée. De plus, le fait que la décroissance ait lieu à la même vitesse à toutes les fréquences est aussi la signature de pertes par expansion adiabatique, alors que la décroissance serait plus rapide aux fréquences élevées en cas de pertes par des processus synchrotron ou Compton inverse.

## Estimation de l'énergie des jets

Comme on l'a laissé entendre précédemment, il est possible de se servir de l'observation du pic radio, associée au suivi du mouvement propre des jets discrets, pour estimer leur énergie. Pour cela, on doit mesurer ou estimer plusieurs grandeurs liées aux jets, avant de pouvoir appliquer l'hypothèse dite « d'équipartition ».

Tout d'abord, il est nécessaire d'estimer le volume des bulles de plasma éjectées. Ceci peut être effectué de deux manières différentes. La première option, la plus rare, est de mesurer la taille réelle des bulles à partir d'images qui le permettent : c'est possible par exemple si on dispose d'une observation résolue en radio ou en X. La deuxième option, que l'on applique le plus souvent car les jets discrets sont rarement résolus (Fender & Bright, 2019), consiste à estimer la taille des bulles à partir du temps de montée du pic radio associé à leur éjection. Cette technique, et ses limitations, ont été présentées dans la section précédente.

Lorsqu'on connaît le volume des bulles de plasma, on choisit un paramètre lié que l'on appelle le facteur de remplissage (*filling factor*)  $f$ . Il s'agit de la fraction du volume des jets qui contient réellement le plasma émetteur et rayonne effectivement. Ce facteur est plus ou moins inconnu dans le cas d'une estimation du volume à partir du temps de montée de la courbe, mais sa valeur usuelle dans la littérature est  $f = 0,1$ . Si l'on mesure la taille physique des bulles de plasma sur

des images, il n'est pas contradictoire de choisir malgré tout  $f < 1$ , car le volume mesuré est fortement lié à la résolution angulaire de l'instrument utilisé, et la granularité de la source peut être bien plus faible que celle-ci, ce qui implique une forte surestimation du volume.

Outre ces données relatives au volume des bulles de plasma, on doit connaître la luminosité des jets discrets pour estimer l'énergie qu'ils contiennent. On démontre – ou on suppose, suivant les observations dont on dispose – que le rayonnement est un rayonnement synchrotron optiquement mince, de pente  $\alpha \sim -0,6$  (ou toute autre pente, si on l'a mesurée). Le spectre étant une loi de puissance, la connaissance des fréquences d'émission minimale  $\nu_1$  et maximale  $\nu_2$  du plasma, ainsi que de la densité de flux à la fréquence  $\nu_2$ , notée  $F_{\nu_2}$ , permet alors de calculer la luminosité totale du jet discret (Longair, 2011 ; Fender & Bright, 2019) :

$$L = 4\pi D^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = 4\pi D^2 F_{\nu_2} \nu_2^{-\alpha} \left( \frac{\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}}{\alpha + 1} \right)$$

Ce calcul nécessite de connaître la distance  $D$  de la binaire X ; et les fréquences  $\nu_1$  et  $\nu_2$  peuvent par exemple correspondre à deux fréquences de mesure radio, ou à des mesures en radio et dans les X (Espinasse *et al.*, 2020). La formule peut bien sûr être modifiée pour utiliser  $F_{\nu_1}$  de manière équivalente.

Lorsque l'on dispose des grandeurs précédentes, on peut estimer l'énergie interne minimale contenue dans le jet grâce à ce que l'on appelle l'hypothèse d'équipartition.

Pour cela, on s'intéresse à l'énergie transportée par les particules du plasma, en l'occurrence par les électrons, car on suppose que les protons (la charge positive dans le cas d'un jet  $e^-/p$ ) transportent juste de l'énergie cinétique mais ne contribuent pas de manière significative au rayonnement synchrotron (le flux synchrotron étant proportionnel à  $\frac{1}{m}$ ). On parle d'une population de protons « froids » (Fender *et al.*, 1999). Pour refléter la contribution éventuelle des protons, on définit le paramètre  $\eta = 1 + \frac{\text{énergie des protons}}{\text{énergie des électrons}}$  ; pour les calculs d'équipartition on prend presque toujours  $\eta = 1$ , c'est-à-dire qu'on néglige totalement l'énergie des protons (Fender *et al.*, 1999 ; Espinasse *et al.*, 2020 ; Carotenuto *et al.*, 2022b).

On ne considère alors que deux composantes pour définir l'énergie du plasma : l'énergie des électrons  $E_e$  et l'énergie magnétique  $E_B$ . Si on néglige toutes les autres sources d'énergie pouvant contribuer à l'énergie interne du jet (par exemple un déplacement de masse, l'énergie d'une population de particules ne rayonnant pas, etc.), l'énergie totale contenue dans le jet s'exprime alors comme  $E_e + E_B$  – il s'agit donc d'une estimation de l'énergie interne minimale du jet. En effet, l'énergie des électrons et l'énergie magnétique étant les deux seules composantes absolument nécessaires pour obtenir un plasma émetteur de rayonnement synchrotron, on va donc forcément avoir  $E_{\text{réelle}} \geq E_e + E_B$  (Fender & Bright, 2019). La démonstration de l'hypothèse d'équipartition ci-après provient de Longair (2011) et Fender & Bright (2019).



Dans un volume  $V$  soumis à un champ  $B$ , l'énergie magnétique totale est

$$E_B = \frac{B^2}{8\pi} fV$$

Les électrons relativistes responsables de l'émission synchrotron suivent une distribution en loi de puissance de la forme

$$N(E)dE = N_0 E^{-p} dE$$

où on définit  $\alpha = (1 - p)/2$ . L'énergie totale contenue dans ces électrons entre les énergies  $E_1$  et  $E_2$  est donc

$$E_e = \int_{E_1}^{E_2} E \times N_0 E^{-p} dE = \left[ \frac{N_0 E^{2-p}}{2-p} \right]_{E_1}^{E_2} = \frac{N_0}{2-p} (E_2^{2-p} - E_1^{2-p})$$

Les électrons perdent de l'énergie par rayonnement synchrotron. Pour un électron d'énergie  $E$  dans un champ magnétique  $B$ , la perte vaut  $-\frac{dE}{dt} = c_2 B^2 E^2$ , avec  $c_2$  une constante. La luminosité observée pour l'ensemble des électrons dans le champ  $B$  est donc

$$L = - \int_{E_1}^{E_2} \frac{dE}{dt} N(E) dE = N_0 c_2 B^2 \int_{E_1}^{E_2} E^{2-p} dE = \frac{N_0 c_2 B^2}{3-p} (E_2^{3-p} - E_1^{3-p})$$

En simplifiant les expressions précédentes, on obtient une expression pour l'énergie contenue dans la population d'électrons du jet :

$$E_e = c_2^{-1} L B^{-2} \frac{(p-3)(E_1^{2-p} - E_2^{2-p})}{(p-2)(E_1^{3-p} - E_2^{3-p})}$$

On simplifie cette expression grâce au fait que pour une valeur d'énergie de l'électron  $E$  et de champ magnétique  $B$ , on peut considérer que toute l'émission synchrotron vient d'une fréquence unique  $\nu = c_1 B E^2$ , donc  $E = \nu^{1/2} c_1^{-1/2} B^{-1/2}$ . En regroupant toutes les constantes dans une constante  $C$ , on arrive enfin à

$$E_e = C(p, \nu_1, \nu_2) B^{-3/2} L$$

Le point important à retenir ici est que  $E_e \propto B^{-3/2}$ , et on avait montré plus haut que  $E_B \propto B^2$ . L'énergie totale  $E_e + E_B$  admet donc forcément un minimum en  $B$ . En différenciant  $E_e + E_B$  par rapport à  $B$ , on trouve que ce minimum est atteint lorsque l'on a

$$E_B = \frac{3}{4} \eta E_e$$

Cette condition pour atteindre l'énergie minimale totale s'appelle la condition d'*equipartition*, car elle correspond environ à l'égalité entre les deux énergies mises en jeu (Fender *et al.*, 1999). Le champ magnétique d'equipartition (tel que l'énergie interne totale est minimale) est alors

$$B_{\text{eq}} = (6\pi)^{2/7} (\eta C L)^{2/7} (fV)^{-2/7}$$

et l'énergie totale minimale contenue dans le jet discret s'exprime comme

$$E_{\min} = \frac{7}{4}\eta E_e = \frac{7}{4}\eta C B^{-3/2} L = 0,498 (\eta C L)^{4/7} (fV)^{3/7}$$

Grâce à l'estimation de l'énergie contenue dans les électrons, on peut ensuite remonter au nombre d'électrons d'après la distribution déjà donnée ci-dessus :

$$N(E)dE = N_0 E^{-p} dE$$

D'après l'expression de  $E_e$ , on peut alors éliminer  $N_0$ , qui est inconnu, et obtenir le nombre total d'électrons dans le jet :

$$N_e = E_e \frac{2-p}{1-p} \frac{E_2^{1-p} - E_1^{1-p}}{E_2^{2-p} - E_1^{2-p}}$$

Les énergies  $E_1$  et  $E_2$  peuvent être calculées à partir du champ magnétique à l'équipartition  $B_{\text{eq}}$ , des fréquences correspondantes et d'une constante traditionnellement notée  $c_1$  :  $E_1 = \sqrt{\frac{\nu_1}{c_1 B}}$  et de même pour  $E_2$ . Les expressions et valeurs de toutes les constantes mises en jeu ici peuvent être trouvées dans l'appendice A de Fender & Bright (2019); remarquons au passage que notre constante  $C$  est notée  $c_{12}$  dans ce travail.

La connaissance du nombre approximatif d'électrons dans les jets discrets permet ensuite d'estimer la masse de plasma éjectée. Encore une fois, on considère un jet  $e^-/p$ , qui a donc un proton par électron. Puisque l'on a  $m_e \ll m_p$ , la masse du jet est alors  $M \sim N_e m_p$ , avec  $m_p = 1,6726 \times 10^{-27}$  kg. La connaissance de cette masse permet de se rendre compte de la quantité immense de plasma qui est éjectée lors de la transition de l'état dur vers l'état mou : ainsi, on trouve dans la littérature des masses d'environ  $10^{20}$  à  $10^{25}$  g de plasma éjecté (Tomsick *et al.*, 2003; Corbel *et al.*, 2005; Espinasse *et al.*, 2020; Carotenuto *et al.*, 2022b).

L'hypothèse d'équipartition permet d'estimer une valeur pour le champ magnétique du jet. Comme on observe un rayonnement synchrotron entre les fréquences  $\nu_1$  et  $\nu_2$  (où  $\nu_1 < \nu_2$ ), on peut en déduire une estimation du facteur de Lorentz des électrons responsables de ce rayonnement :

$$\gamma = \sqrt{\frac{\nu_2}{2.8 \times 10^6 B_{\text{eq}}}}$$

Cette formule présuppose que  $\nu_2$  est la fréquence où le plus d'énergie synchrotron est rayonnée ou alors la fréquence maximale d'intérêt dans le problème. On a alors  $\nu_2 = \gamma^2 \frac{e B_{\text{eq}}}{2\pi m_e}$ , ce qui permet d'obtenir la formule précédente en passant dans le système c.g.s., avec  $B_{\text{eq}}$  en Gauss (Longair, 2011). La connaissance du facteur de Lorentz permet ensuite d'obtenir l'énergie individuelle des électrons, puisque  $E = \gamma m_e c^2$ , et le temps de refroidissement synchrotron des électrons. Ce temps est le rapport entre l'énergie d'un électron  $\gamma m_e c^2$  et la puissance synchrotron, qui s'exprime aussi notamment en fonction de  $\gamma$  (Longair, 2011) :  $P_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 E_B$  pour des électrons avec  $\beta \sim 1$ . Au final, on obtient le temps de refroidissement  $\tau = \frac{3m_e c}{4\sigma_T U_B \gamma} \sim \frac{24.4}{B^2 \gamma}$  années si  $B$  est exprimé en Gauss et  $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$  (Bright, 2020).

Une illustration de l'application de toutes ces formules sera présentée au chapitre 6 avec l'exemple concret du microquasar MAXI J1820+070.

## 3.3 Interaction avec le milieu interstellaire

### Historique des observations

Au cours de leur propagation à la suite de leur éjection, il arrive que les jets rentrent en interaction avec l’environnement autour de la binaire X, ce qui se traduit par des chocs entre le plasma du jet et le milieu interstellaire. La signature de ces chocs est l’augmentation du flux provenant des jets : ainsi, on peut même parfois observer la réapparition de jets discrets qui étaient passés sous le seuil de détectabilité. On parle souvent alors de jets « larges » ou « à grande échelle » (*large-scale jets*).

La littérature contient plusieurs exemples de ce phénomène. La première détection de l’interaction de jets relativistes avec le milieu interstellaire a eu lieu pour la source XTE J1550–564. Ce microquasar a été découvert en septembre 1998 par RXTE à l’occasion d’une entrée en éruption ; ce sursaut a été associé à un pic de luminosité fin septembre 1998, probablement dû à l’émission de jets discrets bilatéraux ensuite observés en radio en VLBI (Hannikainen *et al.*, 2001). En observant la source en 2002 à l’occasion d’un regain d’activité dans les rayons X, Corbel *et al.* (2002) ont détecté une source radio à un emplacement compatible avec la direction de propagation du jet ouest, à 22 secondes d’arc du cœur de la binaire X. Davantage de recherches ont permis de détecter aussi le jet est sur des observations de 2000 ; de plus, les deux jets ont aussi pu être détectés sur des observations Chandra. Le spectre des jets est compatible avec un rayonnement synchrotron allant de la radio jusqu’aux X – ce qui révèle qu’une très forte énergie est en jeu, puisque les jets discrets ne sont habituellement détectés que dans le domaine radio après leur émission. Cette réapparition de jets discrets est fortement suivie dans la littérature (Kaaret *et al.*, 2003a ; Tomsick *et al.*, 2003 ; Wang *et al.*, 2003 ; Hao & Zhang, 2009 ; Migliori *et al.*, 2017). La conclusion à laquelle on a abouti pour expliquer la réapparition de jets discrets plusieurs années après leur éjection est que le rayonnement observé proviendrait de l’émission produite par des particules accélérées dans une onde de choc créée par l’interaction avec le milieu interstellaire. On observe un ralentissement graduel des jets rallumés, ce qui est cohérent avec cette hypothèse d’interaction. De plus, Migliori *et al.* (2017) observent sur les images Chandra du jet ouest la formation d’une queue semblant se propager vers l’arrière, en direction du cœur de la binaire X. L’extension spatiale des jets et cette queue sont révélatrices de l’interaction des bulles de plasma avec le milieu interstellaire.

Peu après cette première découverte, un deuxième rallumage de jets discrets a été observé, cette fois pour la source H1743–322 (Corbel *et al.*, 2005). Le pic radio lié à l’éjection de jets discrets a été observé en avril 2003 sans détection de ces derniers, puis des observations ATCA et Chandra de novembre 2003 à février 2004 ont révélé la présence de jets larges, détectables de la radio aux X avec, une fois encore, un spectre compatible avec un rayonnement synchrotron optiquement mince. Les observations ont montré que les deux jets s’éloignaient du cœur de la binaire X, l’un avec un flux décroissant et l’autre avec un flux croissant, ce qui est le signe d’une interaction toujours en cours avec le milieu interstellaire.

Après ces deux découvertes historiques révélant une possible interaction des jets larges avec le milieu interstellaire plusieurs années après leur éjection, d'autres observations plus récentes ont eu lieu. Ainsi, des jets de GX 339–4 – probablement le microquasar le plus célèbre – ont également été détectés avec Chandra après leur éjection (Gallo *et al.*, 2004 et communication privée, S. Corbel). Des jets discrets relativistes ont aussi été détectés par Russell *et al.* (2019b) pour la source MAXI J1535–571. Dans son cas, seule la composante approchante des jets a été détectée, et uniquement en radio, mais elle a pu être suivie pendant 303 jours. Ici, la probable interaction avec le milieu interstellaire n'a pas été révélée par la présence d'un rayonnement dans les X, qui aurait traduit l'accélération de particules par des chocs, mais par le mouvement propre du jet discret : en effet, les auteurs observent une décélération tardive qui pourrait être le signe d'une perte d'énergie progressive des jets à cause d'une interaction avec le milieu interstellaire.

Ce travail est révélateur de la stratégie actuelle en matière de suivi des jets discrets des binaires X, qui est aussi très visible dans Carotenuto *et al.* (2022b) : suivre le mouvement des jets discrets le plus en détail possible, en effectuant des observations fréquentes pour pouvoir ajuster le mouvement propre avec des modèles détaillés. Ainsi, Carotenuto *et al.* (2022b) présentent le suivi d'un jet discret unilatéral émis par le microquasar MAXI J1348–630 : après une phase de propagation balistique, les auteurs observent une décélération marquée qui révèle l'interaction du jet avec le milieu interstellaire. L'ajustement de ce mouvement propre ainsi que des simulations MCMC permettent d'inférer de nombreuses propriétés énergétiques du jet ainsi que des estimations de densité du milieu interstellaire, qui consisterait en une cavité peu dense entourant la binaire X. Ce modèle de cavité, déjà appliqué à plusieurs sources, sera présenté dans la section suivante.

Cette stratégie d'observation dense est aussi appliquée dans le cadre de ThunderKAT, et a permis par exemple la détection et le suivi de jets larges pour la source MAXI J1848–015 (communication privée, article à paraître).

La chronologie détaillée ci-dessus est aussi révélatrice de l'accélération du nombre de détections de jets larges interagissant avec le milieu interstellaire : ils sont devenus des objets de fort intérêt pour la communauté, et l'amélioration de la sensibilité des instruments radio alliée à une volonté de consacrer du temps d'observation à les chercher a permis d'augmenter fortement le taux de détection. Deux des détections évoquées sont présentées pour illustration sur la figure 3.4.

Au cours de ma thèse, je me suis intéressée à deux sources présentant des jets discrets interagissant avec le milieu interstellaire : MAXI J1820+070, qui sera évoquée au chapitre 6, et XTE J1748–288, qui sera évoquée au chapitre 7.

## Rétroaction des jets sur le milieu interstellaire

Grâce aux observations présentées ci-dessus, un modèle de l'interaction des jets discrets avec le milieu interstellaire a été progressivement théorisé. Wang *et al.* (2003) sont les premiers à modéliser le mouvement de jets larges, en l'occurrence du jet est de XTE J1550–564, à partir des observations de Corbel *et al.* (2002),

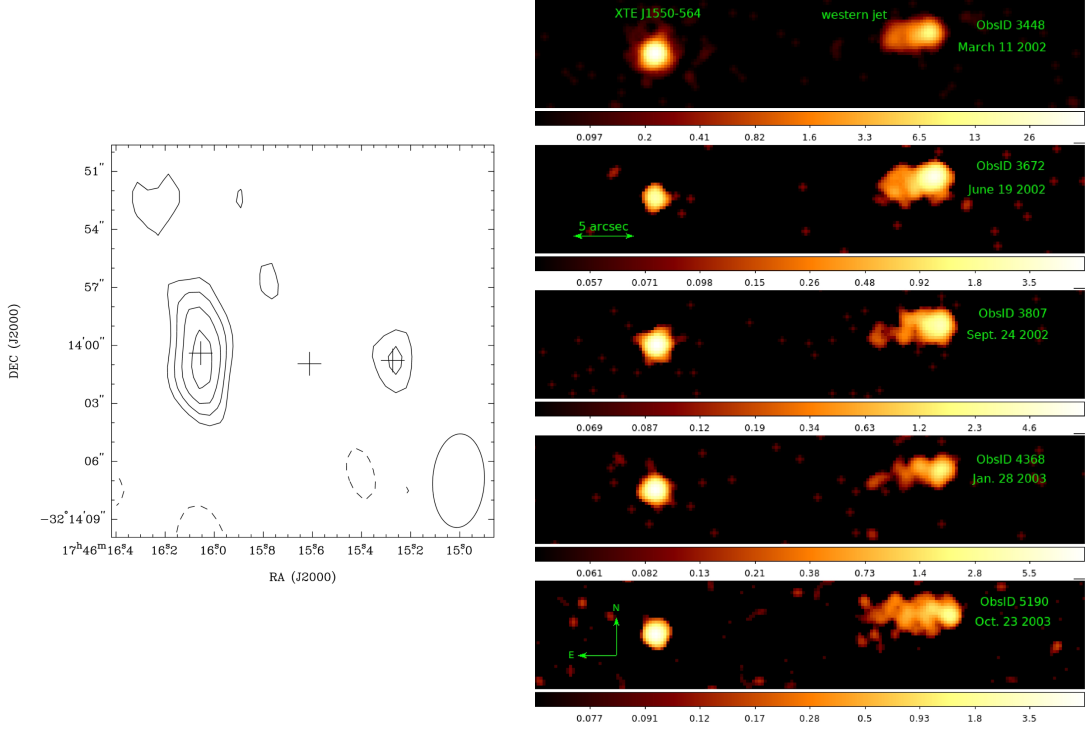


FIGURE 3.4 – *Gauche* : Réapparition des jets discrets de H1743–322 sur une image ATCA. Extrait de Corbel *et al.* (2005). *Droite* : Observations du jet ouest de XTE J1550–564 avec Chandra ; on voit le développement de la queue. Extrait de Migliori *et al.* (2017).

Kaaret *et al.* (2003a) et Tomsick *et al.* (2003). Pour cela, ils adaptent un modèle développé pour les rémanents de sursauts gamma, qui consiste en une onde de choc balayant le milieu interstellaire au fur et à mesure de son avancée (ce modèle sera présenté plus bas). Après un certain temps, le mouvement obtenu pour le jet de XTE J1550–564 devient compatible avec une phase de Sedov, c’est-à-dire que la distance entre le cœur et le jet est proportionnelle à  $t^{\frac{2}{5}}$  : les jets freinent progressivement par interaction avec le milieu interstellaire. L’ajustement du mouvement propre du jet et des calculs énergétiques permettent aux auteurs d’estimer la densité du milieu interstellaire traversé par le jet :  $n_{\text{ISM}} \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de densité est particulièrement faible, mais Heinz (2002) avait déjà calculé des valeurs inférieures à  $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  pour deux autres microquasars, GRS 1915+105 et GRO J1655–40, à partir de l’observation que leurs jets se déplaçaient à vitesse constante à plus de 0,04 pc du cœur. Ces observations permettent de dessiner une hypothèse : les binaires X vivraient dans des cavités de faible densité, potentiellement creusées au cours de leur formation ou par les jets précédents. Les jets discrets auraient un mouvement plus ou moins balistique dans ces zones de faible densité, avant de freiner fortement en rencontrant le bord de la cavité.

Cette hypothèse a été étayée et développée de manière plus poussée par d’autres études, notamment Hao & Zhang (2009) et Carotenuto *et al.* (2022b). Hao & Zhang (2009) prennent directement la suite du travail de Wang *et al.* (2003) en s’intéressant aux jets de XTE J1550–564, mais cette fois-ci le modèle de jets décélérés est appliqué aux deux jets discrets de la source. Le meilleur ajus-

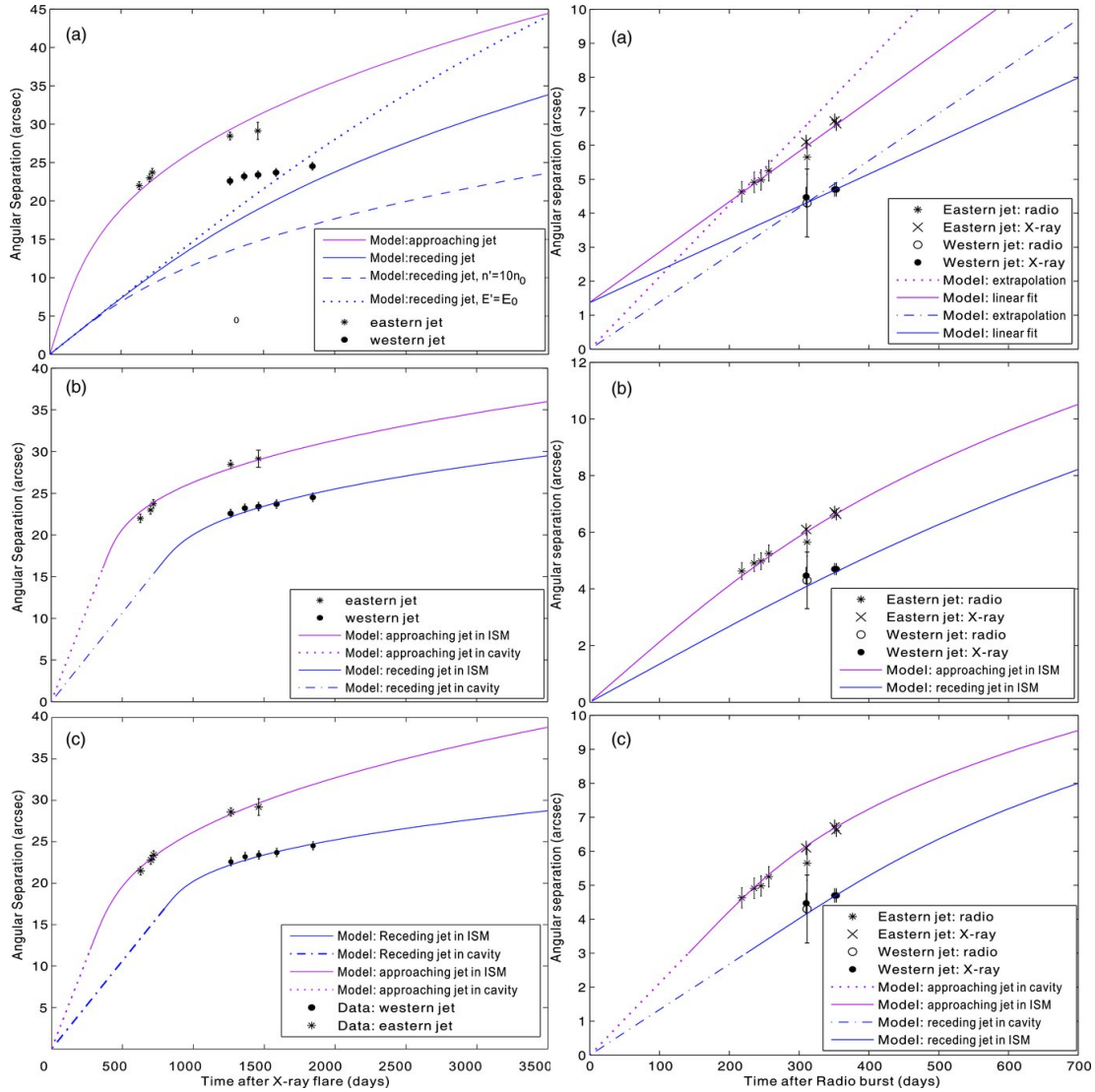


FIGURE 3.5 – Les deux figures sont extraites de Hao & Zhang (2009). *Gauche* : Ajustement du mouvement propre des jets de XTE J1550–564. Le panneau supérieur correspond à une décélération dans un milieu de densité constante, le panneau du milieu à une cavité symétrique et le panneau du bas à une cavité asymétrique. *Droite* : Ajustement du mouvement propre des jets de H1743–322. Le panneau supérieur correspond à un mouvement balistique, le panneau du milieu à une décélération dans un milieu de densité constante et le panneau du bas à une cavité symétrique.

tement des mouvements propres des jets (voir figure 3.5) leur fait conclure à la présence d’une cavité asymétrique autour de XTE J1550–564 : les deux jets ne rencontrent pas le bord de la cavité (où l’interaction et donc le ralentissement deviennent forts) après avoir parcouru la même distance. L’application de ce même modèle à H1743–322 donne toutefois une conclusion différente : pour ajuster le mouvement propre de ses jets, il n’est pas nécessaire de supposer l’existence d’une cavité car une décélération uniforme dans un milieu de densité constante suffit. Néanmoins, la densité du milieu parcouru par le jet est toujours faible – autour de

$10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  au maximum –, ce qui pourrait laisser penser que H1743–322 pourrait se trouver dans une cavité plus grande, dont les jets n’ont pas atteint le bord durant les observations. Néanmoins, si les cavités sont creusées par les jets, il reste à déterminer comment une cavité si grande pourrait s’être formée si les jets n’en atteignent pas le bord...

Enfin, une application plus récente du modèle de jets se propageant dans une cavité a été faite par Carotenuto *et al.* (2022b) sur les données du jet de MAXI J1348–630. L’hypothèse d’un mouvement uniformément décéléré ne fonctionne pas, et le mouvement propre du jet correspond bien à une phase de déplacement balistique suivie d’une phase de Sedov. La rupture entre les deux régimes permet de déduire la présence d’une cavité de rayon 0,61 pc, dans laquelle on aurait  $n_{\text{ISM}} \sim 10^{-3}$ . Cette dernière étude, réalisée avec un suivi du jet sur plus d’un an et une trentaine de détections (cumulées dans la phase balistique initiale et le rallumage tardif), permet de confirmer les théories formulées sur d’autres micro-quasars avec des études moins denses.

Comme promis, on va maintenant présenter très brièvement le modèle d’onde de choc se propageant dans le milieu interstellaire, en s’appuyant sur Wang *et al.* (2003), Steiner & McClintock (2012) et Carotenuto *et al.* (2022b). On considère des jets discrets éjectés symétriquement et simultanément avec un angle de vue  $\theta$  par rapport à l’observateur, un facteur de Lorentz initial  $\Gamma_0$ , une énergie cinétique initiale  $E_0$  et une masse initiale  $M_0$ . Les jets sont coniques et s’étendent en conservant un demi-angle d’ouverture constant  $\phi$ ; le milieu ambiant a une densité constante  $n$ . Au cours de leur propagation, les jets balayent la matière qui les entoure, et les chocs transfèrent leur énergie cinétique à la matière entraînée (sous forme d’énergie interne) : le milieu interstellaire se réchauffe, et les jets ralentissent. On néglige l’ensemble des pertes radiatives, l’expansion est donc adiabatique, et la conservation de l’énergie du jet peut alors s’écrire comme la somme de l’énergie cinétique du jet et de l’énergie interne du milieu interstellaire balayé :

$$E_0 = (\Gamma - 1)M_0c^2 + \sigma(\Gamma_{\text{sh}}^2 - 1)m_{\text{sw}}c^2$$

Dans cette équation,  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz global du jet,  $\Gamma_{\text{sh}}$  est le facteur de Lorentz au niveau de l’onde de choc, et  $\sigma$  un facteur numérique dépendant des conditions de saut et donc de la nature relativiste ou non du choc.  $\sigma$  vaut  $\frac{6}{17}$  pour les chocs ultra-relativistes et  $\sim 0,73$  pour les chocs non relativistes (Blandford & McKee, 1976), avec l’échelonnement  $\sigma = 0,73 - 0,38\beta$  couramment adopté pour interpoler entre les deux régimes (Huang *et al.*, 1999; Wang *et al.*, 2003; Steiner & McClintock, 2012).

La masse de milieu interstellaire balayée par le jet peut s’écrire :

$$m_{\text{sw}} = \frac{\phi^2 \pi m_p n r}{3}$$

où  $r$  est la distance parcourue par le jet depuis son éjection. On peut alors adapter cette expression en paramétrant  $n$  selon la valeur de  $r$  par exemple, pour prendre en compte l’existence d’une cavité (Carotenuto *et al.*, 2022b). Nous ne détaillerons pas plus le modèle mathématique puisqu’il n’a pas été utilisé formellement au

cours de cette thèse ; le lecteur intéressé pourra consulter les références précitées. Néanmoins, la figure 3.6 permet de bien comprendre le principe du modèle de jets se propageant dans une cavité, modèle auquel nous ferons de nouveau référence au chapitre 6.

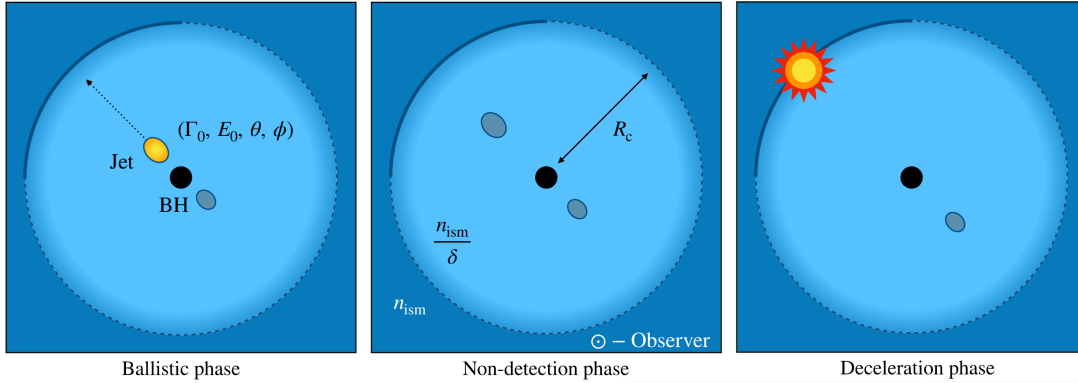


FIGURE 3.6 – Modèle de jet large se propageant dans une cavité de faible densité autour d’une binaire X. Les jets discrets sont émis par la binaire X et commencent leur propagation balistique ; ils sont en général détectables en radio dans cette phase. Leur luminosité décroît peu à peu jusqu’à les rendre indétectables, mais leur propagation continue jusqu’à heurter le bord de la cavité. Les chocs engendrés par l’interaction avec un milieu plus dense accélèrent localement les particules, et le jet se rallume donc, avec une émission qui peut s’étendre de la radio aux X. Le mouvement des jets est alors (parfois fortement) décéléré. Figure extraite de Carotenuto *et al.* (2022b).

Les trois chapitres précédents ont présenté le comportement des microquasars au cours de leurs sursauts. L’évolution spectrale dans les rayons X est associée à la présence de deux types de jets radio de phénoménologie très différente : les jets compacts, dont l’étude permet de caractériser le lien entre l’accrétion et l’éjection dans l’état dur, et les jets discrets, qui peuvent parfois être suivis pendant des mois après leur éjection. Ce suivi permet d’estimer leurs caractéristiques énergétiques ainsi que les propriétés du milieu environnant. La connaissance de ce contexte est nécessaire à la compréhension du travail effectué au cours de cette thèse ; pour compléter cette introduction, nous présenterons au chapitre suivant les différents instruments utilisés et les techniques de réductions des données associées.



---

## INSTRUMENTS ET MÉTHODES UTILISÉS

---

### 4.1 Rayons X

#### Quelques éléments sur les observatoires X

Nous allons présenter ici en quelques mots le principe des observatoires à rayons X, sans but d'exhaustivité. En astrophysique, on parle en général de rayons X pour les rayonnements allant de 0,1 à 100 keV. Les rayons X étant absorbés par l'atmosphère terrestre, les observatoires X sont toujours des satellites, placés en orbite plus ou moins lointaine et plus ou moins elliptique autour de la Terre.

L'énergie élevée des rayons X impose des dispositifs de focalisation différents des télescopes usuels (optiques ou infrarouges par exemple), car ils ne peuvent pas être réfractés par une lentille ni réfléchis par un miroir en incidence normale. Les observatoires X utilisent donc en général un télescope Wolter (voir figure 4.1) : il s'agit d'un télescope réflectif constitué de miroirs imbriqués positionnés de manière à ce que les rayons X arrivent en incidence rasante (inférieure à  $1^\circ$ , et parfois très inférieure suivant l'énergie des rayons focalisés). Ils sont alors focalisés pour former une image au foyer commun des deux miroirs. Ce mode de formation d'une image implique un champ de vue limité, en général de moins d'un degré carré, mais garantit une bonne résolution et une bonne sensibilité.

Parmi la grande quantité d'observatoires X utilisant des télescopes Wolter, on peut par exemple citer XMM-Newton et Chandra, tous deux lancés en 1999 et limités à une énergie maximale de 10 keV environ (Townshley *et al.*, 2000 ; Jansen *et al.*, 2001), ou NuSTAR, lancé en 2012 et repoussant cette limite à 79 keV grâce à l'utilisation de nouveaux matériaux réfléchissant mieux les X durs (Harrison *et al.*, 2013).

Après la formation de l'image par focalisation des rayons X, elle est récupérée sur un détecteur. Dans le cas des observatoires X, il s'agit en grande majorité de CCD composés d'un nombre variable de pixels suivant les instruments (voir par exemple Townshley *et al.*, 2000). Les photons incidents sont collectés sur chaque pixel du CCD, puis, après un certain temps de pose, le CCD est lu : les électrons produits par l'impact des photons incidents, stockés dans chaque pixel, sont transférés en bout de ligne pour être comptés. On reconstruit ainsi une image des photons incidents grâce aux électrons qu'ils ont produit à différents emplacements sur le CCD, et on mesure leur énergie grâce à l'énergie de ces mêmes électrons. Ce principe de fonctionnement permet de comprendre le problème du *pile-up*, ou

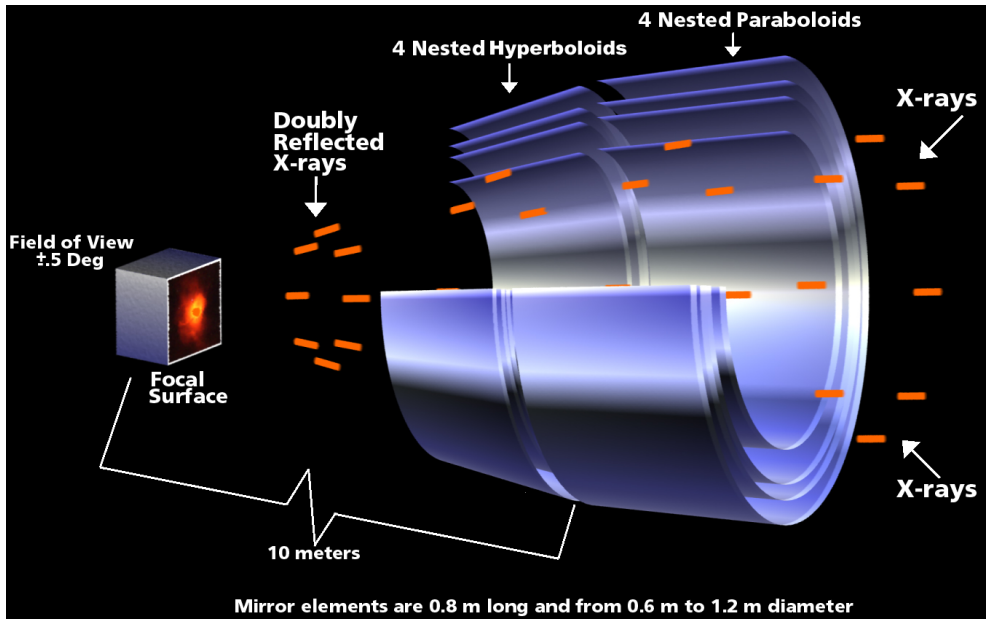


FIGURE 4.1 – Principe de focalisation des rayons X avec des miroirs de Wolter. Crédits : NASA/CXC/D.Berry

empilement de photons. Si deux photons d'énergies  $E_1$  et  $E_2$  arrivent durant le temps de collecte sur un même pixel du CCD, ils seront alors comptés comme un seul photon d'énergie  $E_1 + E_2$  au moment de la collecte des charges. Donc lorsque l'on observe une source très brillante, avec un flux (donc un nombre de coups sur le CCD) trop grand par rapport au temps de collecte, son spectre est durci – amplifié dans les hautes énergies et réduit dans les basses énergies (Ballet, 1999). Malheureusement, il est impossible de remonter à l'information d'origine (nombre de photons empilés et énergies) : on peut tout au plus essayer de modéliser le *pile-up* de sources au spectre connu, ou se restreindre aux pixels moins soumis au *pile-up*. Pour analyser les sources soumises au *pile-up*, on ignore donc en général les pixels centraux recevant le plus de flux de la source : cette perte importante d'informations est le seul moyen d'obtenir un spectre qui soit le plus proche possible de la réalité.

## Chandra

Le *Chandra X-ray Observatory* est un satellite de la NASA lancé en 1999 et destiné à l'observation des rayons X (Weisskopf *et al.*, 2000, 2002). Il comporte un télescope Wolter de type I pour la collecte des rayons X (voir figure 4.1), associé à deux instruments d'imagerie, ACIS (*Advanced CCD Imaging Spectrometer*) et HRC (*High Resolution Camera*). De plus, deux réseaux en transmission (LETG et HETG) peuvent être placés devant les détecteurs pour effectuer des analyses spectroscopiques. Chandra est sensible de 0,08 à 10 keV. Sa résolution spatiale est de 0,5 as, ce qui est inégalé dans les télescopes X, et il possède une aire effective très grande, particulièrement autour de la raie du fer (6 keV). Ces caractéristiques permettent d'observer avec Chandra des sources extrêmement faibles qui ne seraient pas détectées avec d'autres instruments.

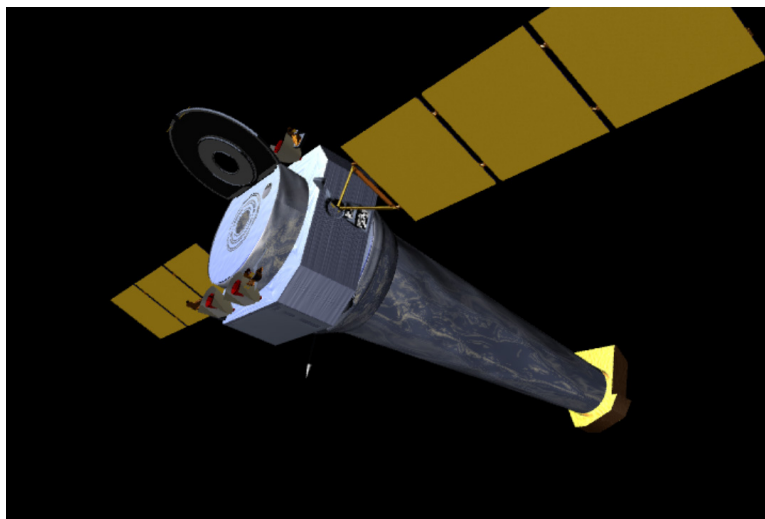


FIGURE 4.2 – *Chandra X-ray Observatory*. Crédits : NASA/CXC/D.Berry & A.Hobart

Le détecteur *Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS; Townsley *et al.*, 2000) est constitué de dix CCD de  $1024 \times 1024$  pixels, avec une résolution spectrale de 95 eV à 1,49 keV et 150 eV à 5,9 keV. Les dix CCD sont répartis en deux groupes, ACIS-I et ACIS-S. ACIS-I est un carré de  $2 \times 2$  CCD illuminés par l'avant, et ACIS-S une ligne de six CCD dont deux, S1 et S3, sont illuminés par l'arrière. Les observations présentées dans cette thèse n'ont utilisé que le CCD S3, qui contient le point de visée de ACIS-S. Il s'agit du CCD le plus précis pour l'imagerie et qui a la meilleure réponse à basse énergie.

Pour limiter l'empilement de photons, on peut utiliser une partie seulement du CCD. Par exemple, en sélectionnant un sous-ensemble de  $256 \times 1024$  pixels, on augmente la résolution temporelle (0,8 s au lieu de 3,2 s par pose) en diminuant le champ de vue. Ce réglage a été utilisé dans les données de MAXI J1820+070 présentées au chapitre 6.

## Swift

Le *Neil Gehrels Swift Observatory* est, tout comme Chandra, un observatoire spatial de la NASA lancé en 2004. Il est destiné à l'observation des sursauts gamma (GRB) et des sources transitoires X (Gehrels *et al.*, 2004). Swift est un observatoire multi-longueur d'ondes, puisqu'il est constitué de trois instruments : le *Burst Alert Telescope* BAT qui observe dans les X durs de 15 à 150 keV (Barthelmy *et al.*, 2005), le *X-ray Telescope* XRT qui sera présenté ci-dessous, et le *Ultraviolet/Optical Telescope* UVOT qui observe à des longueurs d'onde comprises entre 170 et 600 nm (Roming *et al.*, 2005).

Swift a un mode de fonctionnement un peu particulier par rapport aux autres observatoires spatiaux, tels que Chandra, par exemple. Grâce à sa capacité à réagir très rapidement en cas d'alerte, il fonctionne souvent en mode « cible d'opportunité » (*Target of Opportunity*, ToO), observant les sources d'intérêt comme les GRB ou les éruptions de microquasars dès leur apparition. Pour continuer

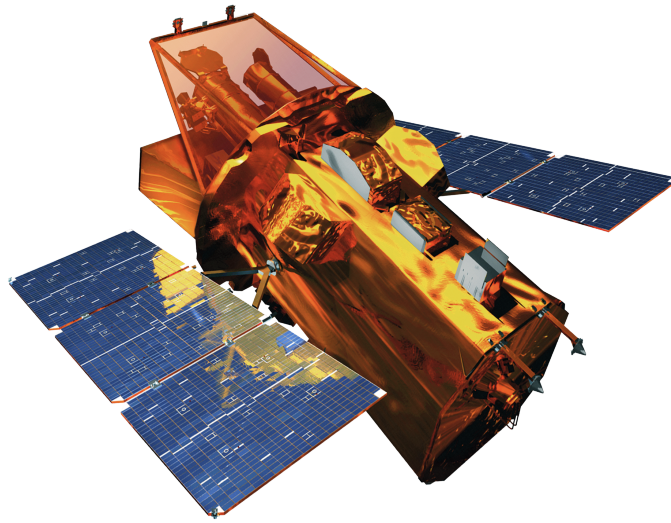


FIGURE 4.3 – *Neil Gehrels Swift Observatory*. Crédits : NASA E/PO, Sonoma State University/Aurore Simonnet

dans cette logique, les données Swift deviennent publiques immédiatement après leur observation.

L'instrument X de Swift s'appelle XRT. Il fonctionne selon le principe expliqué précédemment, avec un télescope Wolter constitué de douze miroirs imbriqués focalisant les rayons X sur un CCD (Burrows *et al.*, 2005). Il observe entre 0,2 keV et 10 keV dans un champ de vue de  $23,6 \times 23,6$  minutes d'arc pour une taille de pixel de 2,36 secondes d'arc. Étant donné la dynamique considérable du flux des microquasars et autres sources observées par XRT, il peut fonctionner en deux modes de lecture distincts. En mode *Photon Counting* (PC, comptage de photons), utilisé pour les sources ayant un taux de comptage de moins d'un coup par seconde, les données du détecteur sont lues toutes les 2,5 s. Le principe de lecture permet la réalisation d'une image 2D de la source, mais les données peuvent être affectées par du *pile-up* pour les sources plus brillantes que 0,5 coup/s. En mode *Windowed Timing* (WT), la résolution de la courbe de lumière est augmentée à 1,8 ms mais seules des images 1D peuvent être obtenues. Ce mode permet d'éviter le *pile-up* pour toutes les sources avec moins de 100 coups/s. Le mode de lecture utilisé peut être imposé, ou déterminé automatiquement par l'instrument selon le taux de comptage instantané détecté.

## Réduction des données X

Le processus de réduction des données X diffère légèrement selon les observatoires X utilisés. Néanmoins, l'acquisition et la nature des données reçues étant très similaires, il est possible de donner les grandes lignes communes à tous les instruments. Dans cette thèse, on a réduit des données Chandra/ACIS-S et Swift/XRT ; je vais donc dans la suite présenter les points communs et les quelques différences dans la réduction des données reçues de ces deux instruments.

Les observations Chandra de cette thèse ont été traitées avec le logiciel CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observation*; Fruscione *et al.*, 2006) version 4.11.1, avec les fichiers de calibration CALDB version 4.8.2. Les observations Swift ont été traitées avec le logiciel HEASOFT version 6.25.

Les données sont reçues sous la forme de fichiers d'événements, qui indiquent la position et la date de l'interaction sur le CCD ainsi que l'énergie du photon incident. On commence par traiter les données brutes obtenues à l'aide d'une procédure (*pipeline*) fournie par l'équipe en charge du télescope : le *Chandra X-ray Center* fournit la procédure `chandra_repro`, et le *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center* (HEASARC) la procédure `xrtpipeline`. Cette opération a pour but de générer un fichier qui recense les mauvais pixels du CCD (pixels chauds ou présentant un dysfonctionnement), pour ne pas les prendre en compte, et un fichier d'événements de niveau 2, qui exclut les événements considérés comme « mauvais » (prise en compte de la position et des mouvements du télescope, élimination des rayons cosmiques, des données corrompues, etc.).

Contrairement à XRT, ACIS-S ne dispose pas d'équivalent du mode WT permettant de limiter l'empilement de photons pour les sources brillantes. Dès que l'on observe une source assez brillante (d'après notre expérience, il suffit de 0,9 coup/seconde), on peut voir apparaître ce que l'on appelle une *readout streak*, que l'on pourrait traduire par « traînée de lecture » : pendant les 0,04104s nécessaires au transfert des charges vers la zone de lecture du CCD, les photons continuent à arriver de la source. Les charges étant décalées séquentiellement sur le CCD, un photon qui arrive pendant la lecture va se voir attribuer une position d'arrivée fautive, le long de l'axe de lecture, et on observe l'apparition d'une raie sur l'image finale (figure 4.4).

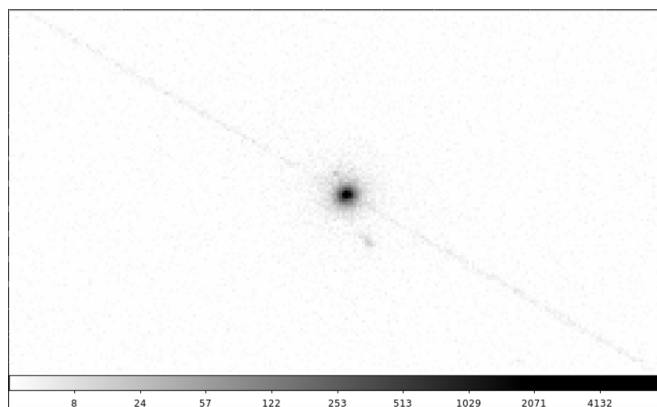


FIGURE 4.4 – Tracé du fichier d'événements de l'observation 20207 de Chandra : MAXI J1820+070 le 13 novembre 2018. La traînée (*streak*) est bien visible.

Ce phénomène peut être corrigé de manière automatisée avec CIAO, car il est bien compris. Le fond du ciel (c'est-à-dire les photons qui ne proviennent pas de la source d'intérêt) est pris en compte pour la suppression de la traînée, afin de ne pas en supprimer les photons, dans la mesure du possible.

Une fois que l'on dispose de fichiers d'événements de niveau 2, on filtre les données en énergie. Pour Chandra, on ne garde que les photons entre 0,3 keV et

8 keV, qui correspondent à la bande d'énergie où ACIS est sensible. Pour Swift, on se concentre sur les données entre 0,7 keV et 10 keV. On extrait alors les spectres d'intérêt : le spectre de la source, et le spectre du fond du ciel pour pouvoir soustraire sa contribution. Pour le fond du ciel, on sélectionne en général un anneau centré sur la source et suffisamment loin de celle-ci, ou, à défaut, pour une source trop étendue, un cercle situé dans une zone sans sources de l'image. La source d'intérêt est en général sélectionnée au moyen d'un cercle ou d'une ellipse – soit à l'œil, soit à l'aide d'outils de détection comme `wavdetect` pour CIAO par exemple – ou alors, quand on veut limiter l'empilement de photons, au moyen d'un anneau excluant la zone centrale.

## Ajustement des spectres X

Le logiciel utilisé pour ajuster les spectres X obtenus à partir des observations est XSPEC (Arnaud, 1996), développé par HEASARC.

Chaque spectre est chargé avec ses matrices de réponse du détecteur et d'aire effective, ainsi qu'avec un spectre du fond du ciel. Le but d'un ajustement de spectre X est d'abord de mesurer le flux de la source en question, en éliminant l'absorption interstellaire. Pour ce faire, on peut utiliser différents modèles selon la nature de la source émettrice de rayons X – les paramètres de ces modèles calculés par l'ajustement nous intéressant aussi pour caractériser la source.

Pour caractériser l'émission non thermique du flot d'accrétion central des microquasars, on utilise le modèle de loi de puissance `powerlaw`

$$f(E) = K \left( \frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^{-\Gamma}$$

où  $\Gamma$  est l'indice de photons de la loi de puissance et  $K$  la constante de normalisation en photons  $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Pour modéliser l'émission thermique d'un disque d'accrétion constitué de corps noirs de différentes couleurs, on utilise `diskbb`

$$f(E) = \frac{8\pi R_{\text{in}}^2 \cos \theta}{3D^2} \int_{T_{\text{out}}}^{T_{\text{in}}} \frac{1}{T_{\text{in}}} \left( \frac{T}{T_{\text{in}}} \right)^{-\frac{11}{3}} B(E,T) dT$$

où  $R_{\text{in}}$  est le rayon du bord interne du disque,  $D$  la distance de la source et  $\theta$  l'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée (Mitsuda *et al.*, 1984).  $T_{\text{in}}$  et  $T_{\text{out}}$  sont les températures des bords interne et externe du disque et  $B(E,T)$  est l'émission d'un corps noir d'après la loi de Planck.

Enfin, pour prendre en compte l'absorption interstellaire, on utilise le modèle d'absorption `tbabs`, qui modélise la section efficace d'absorption X par le milieu interstellaire comme la somme des sections efficaces d'absorption X dues à la phase gazeuse et à la phase granulaire (incluant les molécules) du milieu interstellaire. D'après Wilms *et al.* (2000), on a alors

$$S_{\text{obs}}(E) = e^{-\sigma(E)N_{\text{H}}} S_{\text{source}}(E)$$

où  $S_{\text{source}}$  est le flux intrinsèque non absorbé de la source,  $S_{\text{obs}}$  le flux mesuré,  $\sigma(E)$  la section efficace de photoionisation d'après Verner *et al.* (1996) et  $N_{\text{H}}$  la densité de colonne équivalente d'hydrogène en  $\text{cm}^{-2}$ .

Revenons aux spectres X des microquasars. Pour les observations dans l'état dur, on ajuste le spectre avec une loi de puissance absorbée, c'est-à-dire le modèle `tbabs×powerlaw`. Dans l'état mou, on modélise principalement la source par un disque de corps noirs, mais on ajoute parfois une loi de puissance modélisant les queues résiduelles à haute énergie, ce qui donne le modèle `tbabs×(diskbb+powerlaw)`. Dans certains cas, cette loi de puissance est nécessaire mais l'indice de photons ne peut pas être contraint par l'ajustement ; on fixe alors  $\Gamma = 2,4$ . Soulignons que la loi de puissance n'est pas utilisée dans toutes les observations dans l'état mou mais seulement quand elle est nécessaire à un ajustement acceptable.

Suivant les ajustements et les sources,  $N_H$  est soit fixé à une valeur connue grâce à un autre instrument, soit laissé libre de varier dans les ajustements, quitte à le fixer ensuite à sa valeur moyenne pour les observations où le faible flux ne permet pas de le contraindre correctement. On souligne que la détermination de la valeur de  $N_H$  peut avoir un fort impact sur la forme du spectre ajusté et donc sur le flux mesuré, principalement à basse énergie.

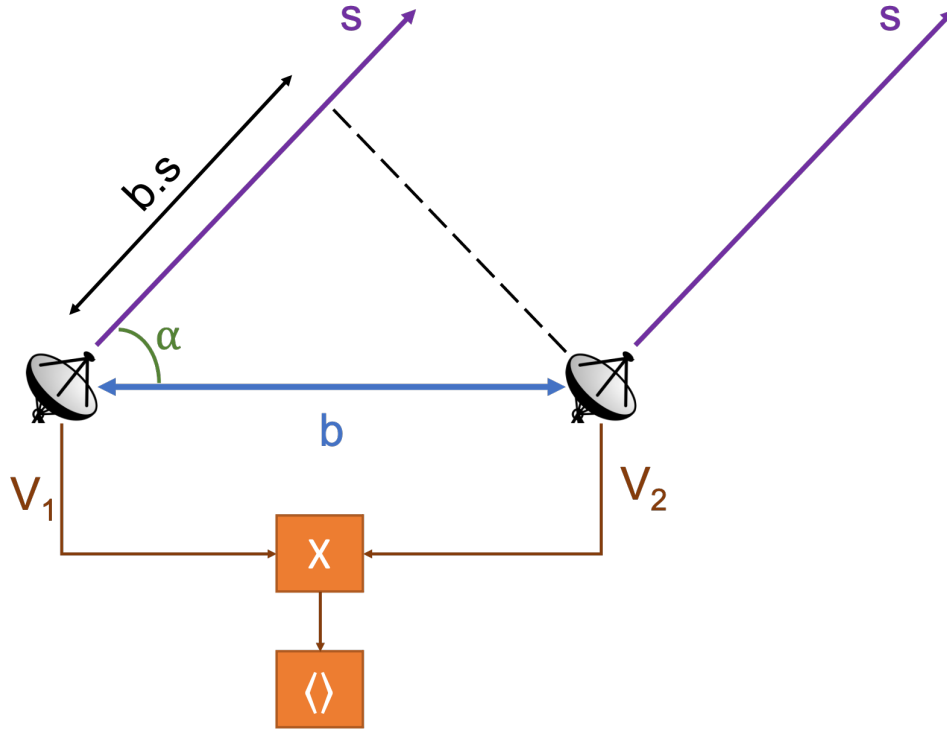
La qualité de l'ajustement peut être évaluée de deux manières. Pour les spectres avec suffisamment de flux, on groupe les coups pour avoir un spectre moins bruité, et on utilise la statistique du  $\chi^2$  pour évaluer la qualité de l'ajustement. Lorsque le flux de la source est trop faible avec très peu de photons incidents, on utilise la statistique `cstat` (Cash, 1979).

## 4.2 Radio

### Principe de l'interférométrie radio

Commençons par les bases : une antenne est un dispositif qui mesure le champ électrique en un point donné et le convertit en tension électrique de sorte à traduire fidèlement amplitude et phase du champ électrique initial. Un radiotélescope constitué d'une unique antenne parabolique possède une résolution (donnée en radians) de l'ordre de  $\frac{\lambda}{D}$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde étudiée et  $D$  le diamètre de la surface collectrice (donc de l'antenne). Cette limite est due à la diffraction et ne peut pas être dépassée. Ceci n'est pas suffisant pour le travail effectué dans le cadre de cette thèse, puisque l'on a besoin d'une résolution de l'ordre de la seconde d'arc pour observer les jets des microquasars. Or à 1,28 GHz (la fréquence d'observation de MeerKAT, soit  $\lambda \sim 23,4$  cm), il faudrait une antenne de diamètre  $D \sim 48$  km pour atteindre une résolution d'une seconde d'arc, ce qui est techniquement clairement impossible – à l'heure actuelle, les antennes orientables les plus grandes du monde mesurent 100 m de diamètre. On doit donc utiliser une autre technique pour obtenir des images radio de bonne qualité, et cette technique est l'interférométrie. On combine plusieurs antennes de taille raisonnable (en général de l'ordre de grandeur de la dizaine de mètre) pour former un télescope équivalent plus grand. Cette méthode, nommée « synthèse d'ouverture », a valu le prix Nobel de physique 1974 à Sir Martin Ryle.

Cette section vise à présenter brièvement le principe de la synthèse d'ouverture. Elle est fondée en grande majorité sur le cours dispensé par Rick Perley au 17<sup>th</sup> Synthesis Imaging Workshop à l'été 2020.


 FIGURE 4.5 – Interféromètre constitué de deux antennes observant une source  $S$ .

Pour simplifier la compréhension du fonctionnement d'un interféromètre, on va s'intéresser à un rayonnement quasi-monochromatique, les ondes monochromatiques pures n'existant pas dans la réalité. Pour une onde de bande passante  $d\nu$ , le champ électrique est sinusoïdal pendant  $dt \sim \frac{1}{d\nu}$ . Durant ce laps de temps, on a, pour une origine des phases bien choisie,  $E_\nu(t) = E e^{i\omega t}$ .

On commence par considérer un interféromètre fixe dans l'espace, et on néglige toutes les considérations liées à la polarisation, aux distorsions liées à la propagation des ondes ou au bruit. On considère deux antennes séparées d'une distance de base  $b$  (représentées figure 4.5), et on travaille pour l'instant en deux dimensions.

Les vecteurs  $\mathbf{s}$  de la source et  $\mathbf{b}$  de la base de l'interféromètre n'étant pas perpendiculaires, le rayonnement de la source d'intérêt arrive d'abord sur l'antenne de droite, puis ensuite sur l'antenne de gauche. Le décalage temporel vaut  $\tau_g = \frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}}{c} = \frac{b \cos \alpha}{c}$ , où  $\alpha$  est l'angle correspondant à la direction du pointage. On peut donc écrire les tensions captées par les deux antennes :

$$V_1 = E e^{i\omega(t - \tau_g)} \quad \text{et} \quad V_2 = E e^{i\omega t}$$

L'interféromètre effectue ensuite la corrélation croisée entre les deux tensions reçues, c'est-à-dire le calcul  $\langle V_1 V_2^* \rangle$ . Ceci donne ce que l'on appelle la visibilité  $\mathcal{V}$ ; c'est la grandeur d'intérêt que l'on récupère en sortie d'un interféromètre radio. On note  $I = \frac{E^2}{2}$  la puissance moyenne reçue de la source, on a donc :

$$\mathcal{V} = I e^{-i\omega \tau_g} = I e^{-2i\pi \frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{s}}{\lambda}}$$



De manière usuelle, on pose  $l = \cos \alpha$  pour simplifier la dépendance angulaire, et  $u = \frac{b}{\lambda}$  pour exprimer la longueur de base en longueurs d'onde. On a donc  $\mathcal{V} = I e^{-2i\pi ul}$ . La visibilité instantanée mesurée en sortie de l'interféromètre dépend donc de la puissance (= luminosité) et de la direction de la source (heureusement !), ainsi que de la longueur de la base et de son orientation.

Si l'on ne travaille plus uniquement en 2D mais que l'on considère que les bases de l'interféromètre peuvent être orientées dans toutes les directions du plan terrestre, on utilise la deuxième coordonnée  $v$  pour décrire les lignes de base en unités de  $\lambda$ , et la grandeur  $m$  pour la dépendance angulaire comme équivalent de  $l$  dans l'autre direction. On souligne que cette notation revient à considérer la Terre comme un plan : c'est vrai pour les interféromètres peu étendus mais pas pour les réseaux de plusieurs centaines de kilomètres – dans ce cas, on introduit une troisième coordonnée  $w$  que l'on doit prendre en compte, sans quoi on verrait des artefacts apparaître sur les images.

Restons pour l'instant en deux dimensions. Notre interféromètre n'observe pas une seule source mais voit en fait une partie bien plus importante du ciel, qui dépend de la forme des antennes utilisées. Si on intègre l'intensité sur tout le ciel visible (donc sur les directions de pointé  $l$  et  $m$ ), on obtient la visibilité instantanée en sortie de notre interféromètre :

$$\mathcal{V}(u,v) = \iint I(l,m) e^{-2i\pi(ul+vm)} dl dm$$

La visibilité complexe obtenue en sortie de l'interféromètre est donc la transformée de Fourier de la distribution de luminosité du ciel dans le plan de l'image. Cette relation, que l'on nomme théorème de Zernike–Van Cittert (van Cittert, 1934 ; Zernike, 1938), est la base de l'interférométrie radio.

L'interféromètre effectue une mesure de visibilité pour chacune de ses bases, c'est-à-dire un jeu de coordonnées  $(u,v)$  (et son complexe conjugué), à chaque instant. Plus l'interféromètre possède de bases indépendantes, meilleur est l'échantillonnage de  $\mathcal{V}$  donc de  $I$ . Pour un interféromètre de  $N$  antennes, les meilleures dispositions donneront  $\frac{N(N-1)}{2}$  bases indépendantes à chaque instant, donc  $N(N-1)$  valeurs de  $\mathcal{V}$  mesurées dans le plan  $(u,v)$ . De plus, nous avons la chance que la Terre tourne sur elle-même : les sources vont donc se déplacer par rapport à l'interféromètre. Comme seules les longueurs de base projetées vues depuis la direction de la source importent dans ce calcul, du point de vue des sources les bases de l'interféromètre changent au cours du temps. On va donc échantillonner de nouveaux points dans le plan  $(u,v)$  au fur et à mesure du temps qui passe.

Néanmoins, même si c'est bien d'obtenir un bon échantillonnage de  $\mathcal{V}$ , ce qui nous intéresse *in fine*, c'est  $I$ . Mais d'après Zernike–Van Cittert, il est assez facile d'obtenir  $I$  en théorie : il suffit de calculer la transformée de Fourier inverse de  $\mathcal{V}$  :

$$I(l,m) = \iint \mathcal{V}(u,v) e^{2i\pi(ul+vm)} du dv$$

$\mathcal{V}$  n'étant pas une fonction connue exactement, puisqu'on en connaît seulement un échantillonnage de certaines valeurs, cette inversion n'est pas triviale et ne pourra jamais être exacte. Néanmoins, si  $\mathcal{V}$  est suffisamment bien échantillonnée,

il s'agit d'un problème numérique que les logiciels de réduction des données radio savent résoudre de manière en principe correcte – et meilleure est la couverture du plan  $(u,v)$ , meilleure sera la reconstruction de  $I$ . L'amplitude de  $\mathcal{V}$  est liée à la luminosité de la source d'intérêt aux fréquences spatiales  $(u,v)$ , alors que sa phase détermine la position de la source d'intérêt par rapport au centre de phase ( $l = 0, m = 0$ ).

Le deuxième facteur qui joue sur la qualité d'une image, c'est sa résolution. La résolution d'un interféromètre dépend de la plus grande ligne de base et vaut environ  $\frac{\lambda}{b_{\max}}$ . On n'a pas une égalité exacte car la résolution d'un interféromètre est affectée par le poids (l'importance relative) que l'on accorde à chacune de ses bases quand on reconstruit l'image, un paramètre que l'on appelle pondération (*weighting* en anglais) et que l'on présentera plus bas. On comprend enfin le terme de « synthèse d'ouverture » présenté en début de chapitre : la résolution d'un interféromètre est la même que celle d'une antenne de diamètre égal à la plus grande base de l'interféromètre. On a donc synthétisé artificiellement un télescope bien plus grand que chaque antenne individuelle. Par contre, il existe un revers à la médaille : un interféromètre n'est pas sensible aux structures plus grandes que  $\frac{\lambda}{b_{\min}}$ . Il s'agit en fait d'un filtre spatial passe-bande qui sélectionne seulement une plage de fréquences spatiales dans le ciel.

On souligne que les antennes d'un interféromètre n'ont pas besoin d'être proches, puisque l'on peut les corrélérer numériquement avec des techniques modernes très précises. Ceci permet de faire ce que l'on appelle de l'interférométrie à très longue base (*very long baseline interferometry*, VLBI) avec des réseaux séparés de plusieurs centaines voire plusieurs milliers de kilomètres. Cette technique permet d'atteindre une résolution inégalée, l'exemple – extrême – le plus parlant étant l'*Event Horizon Telescope*, qui a mis en réseau des interféromètres du monde entier pour observer M87\* et SgrA\* (Event Horizon Telescope Collaboration *et al.*, 2019).

## MeerKAT

MeerKAT est un interféromètre radio situé dans la province de Cap-Nord, en Afrique du Sud, au cœur du désert du Karoo (Jonas, 2009; Camilo *et al.*, 2018). Il s'agit d'un des précurseurs du *Square Kilometer Array* (SKA; Dewdney *et al.*, 2009), qui fera à terme partie de SKA-MID; à l'heure actuelle il est le radiotélescope le plus sensible au monde dans sa bande de fréquences. Il a été inauguré en 2018, avec le lancement des *Large Survey Projects* (grands projets scientifiques), dont ThunderKAT fait partie (voir ci-dessous).

MeerKAT est constitué de 64 antennes fixes de 13,5 m de diamètre, dont 48 sont concentrées dans la zone centrale, qui fait environ 1 km de diamètre; les autres sont réparties autour de ce cœur, avec une ligne de base maximale de 8 km.

Il est équipé de récepteurs qui couvrent les bandes L et UHF (ultra-haute fréquence). Cette thèse n'a utilisé que des données de bande L prises en mode 4K, c'est-à-dire avec 4096 canaux de bande passante 209 kHz, pour un total de



FIGURE 4.6 – MeerKAT. Crédits : South African Radio Astronomy Observatory

856 MHz de bande passante centrée sur 1,284 GHz, soit des données allant de 856 MHz à 1,712 GHz. MeerKAT dispose aussi d'un mode 32K, où la même bande passante totale est divisée en 32 768 canaux de 26 kHz chacun. Toutes les données sont enregistrées en polarisation totale, c'est-à-dire que l'on récupère les quatre corrélations croisées XX, YY, XY et YX. En bande L, le champ de vue (largeur à mi-hauteur du faisceau primaire) est d'environ  $1,69 \text{ deg}^2$ , pour une résolution d'image d'environ 5 secondes d'arc et un pixel typique de 1,5 seconde d'arc.

### ThunderKAT

ThunderKAT, l'acronyme de *The HUNt for Dynamic and Explosive Radio transients with meerKAT* (Fender *et al.*, 2016), est un des *Large Survey Projects* (LSP ; littéralement, grands projets de sondage du ciel) du radiotélescope MeerKAT. Il s'agit du projet dédié à l'observation par imagerie des sources transitoires explosives radio. Plusieurs classes de sources transitoires sont incluses dans le programme : les binaires X et microquasars, les sursauts gamma courts, les variables cataclysmiques et les *supernovae* de type Ia. Le programme s'est notamment vu attribuer 500 heures de temps d'observation MeerKAT, à répartir sur cinq ans entre 2018 et 2023, pour la seule composante binaires X. De plus, les membres de ThunderKAT ont accès de manière commensale à toutes les observations effectuées dans le cadre des autres LSP, pour chercher les sources transitoires qui auraient pu être observées par hasard. Cela a déjà permis des découvertes (voir par exemple Driessen *et al.*, 2020) qui n'auraient pas eu lieu autrement, faute d'alertes à d'autres longueurs d'onde : c'était jusqu'à récemment la seule manière de détecter des sources transitoires, ThunderKAT étant le premier programme qui vise à les détecter directement en temps réel en radio, dans le but de multiplier par 10 le taux de découvertes de sources transitoires radio rares. Enfin, ThunderKAT est couplé au projet MeerLICHT, qui assure que chaque source



FIGURE 4.7 – *Karl G. Jansky Very Large Array*. Crédits : Alex Savello / NRAO

transitoire radio détectée par MeerKAT la nuit est observée en simultanément dans différents filtres optiques.

## VLA

Le *Karl G. Jansky Very Large Array*<sup>1</sup> (abrégé en VLA) est un interféromètre radio situé au Nouveau-Mexique, aux États-Unis, à 2100 mètres d'altitude. Il est constitué de 28 antennes paraboliques de 25 mètres de diamètre (27 en service et une en maintenance, par roulement), qui sont disposées en Y sur deux bras de 21 km et une base de 19 km de long. Le télescope peut adopter quatre configurations différentes, de A (la plus étendue) jusqu'à D (la plus compacte). La configuration du télescope est modifiée tous les quatre mois environ, en déplaçant les antennes le long de rails sur les branches du Y. Ce changement de configuration permet de changer la longueur des lignes de base du télescope, et donc sa résolution – les interféromètres radio étant des filtres passe-bande, cela fait varier aussi bien la taille du plus petit détail visible par le télescope que la taille de la plus grande structure détectable. Le tableau 4.1 présente les longueurs minimale et maximale des lignes de base du VLA selon sa configuration. Il est bon de noter qu'il existe des configurations « hybrides » (BnA, CnB, DnC), qui correspondent à des observations effectuées pendant la période de déplacement des antennes, et qui ont donc une résolution intermédiaire.

Le VLA peut observer dans différentes bandes de fréquence répertoriées dans le tableau 4.2. Dans ce domaine, il faut distinguer le comportement du « vieux » VLA, avant 2011, de celui du « nouveau » VLA, car le télescope a bénéficié d'une mise à niveau technique en 2011. Avant 2011, les récepteurs du VLA pouvaient observer simultanément dans deux canaux de 50 MHz de large au sein de chaque bande de fréquences. À l'heure actuelle, la bande passante est bien meilleure, et on peut observer au sein d'une même bande dans deux canaux de 2,048 GHz

1. <https://www.vla.nrao.edu/>

TABLEAU 4.1 – Lignes de base selon la configuration du VLA.

Configuration	A	B	C	D
$B_{\max}$ (km)	36,4	11,1	3,4	1,03
$B_{\min}$ (m)	680	210	35	35

chacun. Ceci implique que la réduction des données VLA est différente suivant qu'il s'agit de données recueillies avant ou après 2011 – voir le paragraphe 4.2 pour plus de détails.

TABLEAU 4.2 – Liste des bandes de fréquence du VLA. Les bandes utilisées au cours de cette thèse sont indiquées en **gras**.

Bande	Longueur d'onde	Intervalle fréquence (GHz)	Valeur centrale (GHz)
4	4 m	0,058 – 0,084	0,074
P	90 cm	0,23 – 0,472	0,35
<b>L</b>	<b>20 cm</b>	<b>1,0 – 2,03</b>	<b>1,5</b>
S	13 cm	2,0 – 4,0	3,0
<b>C</b>	<b>6 cm</b>	<b>4,0 – 8,0</b>	<b>6,0</b>
<b>X</b>	<b>3 cm</b>	<b>8,0 – 12,0</b>	<b>10</b>
<b>Ku</b>	<b>2 cm</b>	<b>12,0 – 18,0</b>	<b>15</b>
<b>K</b>	<b>1,3 cm</b>	<b>18,0 – 26,5</b>	<b>22,3</b>
Ka	1 cm	26,5 – 40,0	33,3
Q	0,7 cm	40,0 – 50,0	45

TABLEAU 4.3 – Résolution du VLA exprimée en secondes d'arc (as) pour les bandes utilisées au cours de cette thèse, pour les quatre configurations.

Bande	Config. A	Config. B	Config. C	Config. D
L	1,3	4,3	14	46
C	0,33	1,0	3,5	12
X	0,2	0,6	2,1	7,2
Ku	0,13	0,42	1,4	4,6
K	0,089	0,28	0,95	3,1

Le tableau 4.3 indique la largeur à mi-hauteur du faisceau synthétisé, c'est-à-dire la résolution de l'image obtenue, pour les bandes utilisées au cours de cette thèse et dans chaque configuration du VLA<sup>2</sup>. Ces valeurs ne sont théoriquement valides que pour une source de déclinaison comprise entre -15 et +75 degrés,

2. <https://science.nrao.edu/facilities/vla/docs/manuals/oss/performance/resolution>

observée au zénith pendant 12 heures, et pour une image de poids uniforme. Dans toutes les autres configurations (ce qui est en pratique toujours le cas), la résolution obtenue est légèrement moins bonne.

## Calibration

Dans la section 4.2, on a présenté le fonctionnement théorique idéal d'un interféromètre. En réalité, chaque antenne ne restitue pas exactement le champ électrique reçu : une antenne possède une fonction de réponse, nommée « gain », qui s'applique aux données et qui est variable au cours du temps et pour chaque antenne de l'interféromètre. La réduction des données radio permet entre autres de prendre en compte cet impact des antennes sur les données.

On peut la diviser en plusieurs grandes étapes :

1. Calibration du gain des antennes, puis correction des données de visibilité brutes en fonction de ces résultats. On obtient alors des données calibrées.
2. Transformation de Fourier inverse des données calibrées pour obtenir l'image brute.
3. Déconvolution de l'image brute pour compenser les trous dans l'échantillonnage du plan  $(u,v)$ . On obtient alors l'image finale avec laquelle on peut travailler.

Ces grands étapes seront présentées dans la suite. Cette section s'inspire notamment de la thèse Coriat (2010).

## Théorie de la calibration

Les visibilités mesurées par l'interféromètre sont affectées par un facteur de gain lié aux antennes, de sorte que pour la ligne de base séparant les antennes  $i$  et  $j$  à l'instant  $t$ , on mesure :

$$\mathcal{V}_{i,j}^{\text{mes}}(t) = g_i(t)g_j^*(t)\mathcal{V}_{i,j}(t)$$

où  $\mathcal{V}_{i,j}(t)$  est la grandeur qui nous intéresse, et  $g_i(t)$  est le gain complexe de l'antenne  $i$ . Ce gain peut s'exprimer pour chaque antenne :

$$g(t) = G_0(t)B_0(\nu)e^{2i\pi\tau(t)(\nu-\nu_0)}$$

$\nu_0$  étant la fréquence de référence à laquelle on travaille.  $G_0(t)$  correspond aux variations du gain de l'antenne, au fil du temps et indépendamment de la fréquence, pendant l'observation. Ces variations sont dues à la fois à l'atmosphère, qui est en mouvement constant au cours du temps, et à des facteurs instrumentaux.  $B_0(\nu)$  modélise la variation du gain de l'antenne en fonction de la fréquence, c'est-à-dire la bande passante de l'antenne. Cette variation est d'origine instrumentale et ne change pas au cours d'une observation. Enfin,  $\tau(t)$  quantifie le décalage temporel entre la réception du signal par une antenne de référence et sa réception par l'antenne considérée. Comme il dépend de la fréquence, on le calcule à  $\nu_0$  ; il varie à la fois à cause des instruments et à cause de l'atmosphère.

Le but de la calibration est de calculer les valeurs de ces différentes fonctions pour pouvoir remonter à la vraie valeur de visibilité  $\mathcal{V}_{i,j}(t)$ . Pour ce faire, on utilise deux sources de référence, nommées calibrateur primaire et calibrateur secondaire. Le calibrateur primaire est observé une seule fois, au début ou à la fin de l'observation, alors que le calibrateur secondaire est observé en alternance avec la source d'intérêt toutes les quelques minutes.

Le calibrateur primaire est une source très brillante, de flux et de spectre parfaitement connus. Il sert à calibrer la bande passante  $B_0(\nu)$  de chaque antenne, puisque l'on peut facilement comparer le champ électrique mesuré par chaque antenne à chaque fréquence avec le vrai flux du calibrateur à cette fréquence – on en déduit en même temps la correspondance entre volts et janskys pour obtenir des images dans des grandeurs utiles pour l'astrophysique. Le calibrateur secondaire est une source choisie pour être à la fois ponctuelle et proche de la source d'intérêt. Il est observé très régulièrement au cours de la session d'observation afin de calibrer tout ce qui varie en fonction du temps dans  $g(t)$ . En effet, c'est une source ponctuelle, il est donc très facile de modéliser ce que l'on s'attend à obtenir comme visibilité en l'observant. Par comparaison entre cette fonction théorique et les observations réelles, on calcule des facteurs de correction de l'amplitude et de la phase du calibrateur secondaire en fonction du temps. Comme chaque observation (*scan*) de la source d'intérêt est entourée d'observations du calibrateur secondaire, il suffit ensuite d'interpoler les corrections obtenues pour le calibrateur secondaire avant et après l'observation pour calculer les corrections à appliquer sur l'amplitude et la phase de la source d'intérêt. Suivant les observations, le calibrateur secondaire peut aussi servir à corriger la bande passante à la place du calibrateur de flux, qui ne sert alors qu'à établir la correspondance entre tension mesurée et le flux absolu.

La fonction de gain déterminée à l'aide des calibrateurs, principalement du calibrateur secondaire, se présente sous forme de tableaux de calibration que l'on applique ensuite aux visibilités mesurées pour la source d'intérêt afin de les corriger. Les tableaux usuellement produits par les logiciels de calibration comme CASA (McMullin *et al.*, 2007) sont les tableaux K de délai de chaque ligne de base par rapport à l'antenne de référence ; B de bande passante de chaque antenne en fonction de la fréquence ; G du gain en fonction du temps pour corriger les variations temporelles de l'amplitude et de la phase ; et F de correction du flux d'après la correspondance donnée par le calibrateur primaire. Enfin, il existe deux tableaux de calibration que l'on calcule indépendamment des calibrateurs : un tableau d'opacité, qui correspond à la prise en compte de l'absorption de l'atmosphère suivant la direction, et un tableau de gain des antennes selon l'élévation de la source pointée.

Après correction des visibilités observées par les tableaux de calibration, on obtient ce que l'on appelle des « données calibrées » – mais il s'agit encore d'une tableau contenant des millions de chiffres... On va ensuite reconstruire une image exploitable par un être humain à partir de ces données.

Le déroulé pratique de la calibration, avec les commandes exactes utilisées, ne sera pas présenté ici – ce serait long et fastidieux, et le manuel<sup>3</sup> du logiciel CASA que l’on utilise pour réduire les données radio est extrêmement bien fait. On soulignera seulement que l’intégralité de la calibration des données radio sur lesquelles j’ai travaillé, qu’il s’agisse des données MeerKAT, du « vieux » VLA ou du « nouveau » VLA, a été effectuée avec CASA.

Contrairement à ce que l’on a expliqué précédemment, la première étape de la réduction de données radio n’est pas la calibration, mais le marquage des données problématiques (*flagging*, terme difficile à traduire), ce qui correspond à l’étape de nettoyage des données. « Marquer » les données signifie signaler à CASA de mettre de côté certaines données et de ne plus les prendre en compte, sans les supprimer, de manière à ce que l’opération soit parfaitement réversible. On marque les interférences radio-fréquence (RFI, *radio-frequency interferences*), c’est-à-dire toutes les émissions non célestes captées par les antennes. Les RFI incluent les émissions de satellites, de téléphones portables, de micro-ondes, militaires, et de nombreuses autres suivant la fréquence d’observation. Certaines plages de fréquences sont connues pour être fortement soumises aux RFI et marquées par défaut ; le reste est fait à l’œil par l’observateur. On marque aussi habituellement les autocorrélations de chaque antenne, le début et la fin de chaque séquence d’observation, et les données de toutes les antennes qui auraient pu avoir un problème au cours de l’observation. En plus d’une fonction de marquage manuelle où la sélection des données problématiques est effectuée par l’observateur, CASA dispose de plusieurs programmes de marquage automatiques, qui sont entraînés à repérer les RFI dans les domaines temporel, fréquentiel, etc. Au cours de cette thèse, on a aussi utilisé *aoflagger* (Offringa, 2010 ; Offringa *et al.*, 2012), un logiciel spécifiquement dédié au marquage des données radio, pour les données MeerKAT de NGC 5408 X–1.

Pour donner une idée au lecteur, en moyenne, on marque environ 50 à 60 % d’une observation MeerKAT avant de pouvoir calibrer les données.

Cette étape de marquage peut être suivie par une étape de moyennage, notamment pour les données MeerKAT. En effet, on récupère des données avec 4096 canaux, mais 512 canaux sont tout à fait suffisants pour obtenir une image scientifiquement utile en règle générale. On moyenne donc souvent les données MeerKAT par 4 avant la calibration pour garder un minimum de précision, puis encore une fois par 2 avant de reconstruire l’image. Suite aux mésaventures de certains observateurs de ThunderKAT, il est maintenant aussi recommandé de vérifier les coordonnées des calibrateurs dans les données avant toute réduction, et de corriger éventuellement celles du calibrateur secondaire (donc le centre de phase) : une erreur à cet endroit peut créer un *offset* important et difficile à expliquer dans l’image finale.

On passe ensuite à la calibration proprement dite, qui consiste à créer les tableaux présentés plus haut. Le traitement est similaire pour les données MeerKAT et VLA. Les données du vieux VLA sont un peu différentes : on n’a pas besoin de tableau de délai K, ni de tableau de bande passante B car on observe seulement

---

3. <https://casadocs.readthedocs.io/en/stable/>



avec deux canaux de 50 MHz chacun. Par contre, on a observé à des fréquences élevées, jusqu'aux bandes Ku et K, avec cet interféromètre. L'atmosphère est particulièrement variable et trouble à ces fréquences élevées, ce qui affecte fortement la phase des visibilités mesurées, et même la faible distance entre calibrateur secondaire et source d'intérêt est trop grande pour que les corrections calculées pour l'un s'appliquent parfaitement à l'autre. Pour atteindre tout de même la meilleure calibration possible, on a divisé le problème en plusieurs étapes. D'abord, on a corrigé les variations de la phase sur la durée d'un élément d'intégration, pour lisser les variations très rapides dues à l'atmosphère. On a ensuite calibré la phase uniquement, *scan* par *scan*, pour obtenir des corrections cohérentes et pas trop fluctuantes sur quelques minutes. Enfin, on a calibré ensemble amplitude et phase en fonction du temps, comme on le fait en général.

### Imagerie

Une fois la calibration des données achevée, on passe à l'imagerie. Les données ont beau être calibrées, il s'agit toujours d'un échantillonnage de la visibilité  $\mathcal{V}(u,v)$ . On peut donc considérer que les données brutes correspondent à  $S(u,v)\mathcal{V}(u,v)$ , où  $S$  est la fonction d'échantillonnage du plan  $(u,v)$ . Cette fonction correspond à une somme de  $2N$  Dirac, soit les  $N$  couples  $(u,v)$  échantillonnés par les bases de l'interféromètre au cours de l'observation et leurs complexes conjugués :  $S(u,v) = \sum_{k=1}^{2N} \delta(u - u_k, v - v_k)$ .

En calculant la transformée de Fourier inverse des données brutes, on obtient donc ce que l'on appelle en anglais la *dirty image* :

$$I_D(l,m) = TF^{-1}[S(u,v)\mathcal{V}(u,v)]$$

Contrairement à ce qui a été indiqué plus haut, on n'a pas directement  $TF^{-1}[\mathcal{V}(u,v)] = I(l,m)$ , car nos antennes ne sont pas des antennes idéales. Elles ont un diamètre fini, et l'interféromètre possède donc un champ de vue fini. On appelle en général ce champ de vue *primary beam*, c'est-à-dire faisceau primaire de l'interféromètre – pour donner un ordre d'idées, il s'agit pour MeerKAT d'une tache d'Airy dont la première annulation a lieu à  $1,2^\circ$  environ. Il faut prendre en compte le faisceau primaire dans notre calcul, et on a alors  $TF^{-1}[\mathcal{V}(u,v)] = I(l,m)\mathcal{P}(l,m)$ . La transformée de Fourier d'un produit étant la convolution des transformées de Fourier, on obtient :

$$\begin{aligned} I_D(l,m) &= TF^{-1}[S(u,v)\mathcal{V}(u,v)] \\ &= TF^{-1}[S(u,v)] * TF^{-1}[\mathcal{V}(u,v)] \\ &= \mathcal{B}(l,m) * I(l,m)\mathcal{P}(l,m) \end{aligned}$$

La grandeur qui nous intéresse est la distribution de luminosité du ciel  $I(l,m)$ , mais après inversion on l'obtient affectée du faisceau primaire de l'interféromètre  $\mathcal{P}$ , ainsi que d'une fonction  $\mathcal{B}$  qui est la transformée de Fourier inverse de la fonction d'échantillonnage. Il s'agit en fait de la fonction d'étalement de point (PSF) de l'interféromètre ; on l'appelle aussi en anglais *synthetised beam*. Si l'échantillonnage était parfait, avec une couverture complète du plan  $(u,v)$ , et donc une

fonction  $S$  constante,  $\mathcal{B}$  serait un Dirac. Mais ce n'est pas le cas, et  $\mathcal{B}$  présente en conséquence des lobes secondaires répartis dans l'image.

Pour obtenir une image exploitable scientifiquement, on doit donc se débarrasser à la fois des lobes secondaires dus à la couverture incomplète du plan  $(u,v)$ , et de la convolution avec le faisceau primaire  $\mathcal{P}$  de l'interféromètre. Pour ce faire, on utilise le plus souvent l'algorithme de déconvolution CLEAN (Högbom, 1974), qui est optimisé pour les petits champs de vue contenant principalement des sources ponctuelles.

On peut présenter son principe de manière très succincte : l'algorithme cherche la source la plus brillante dans l'image. Il lui soustrait ensuite 0,1 fois la PSF (donc  $0,1\mathcal{B}$ , mais cette valeur est paramétrable), et il ajoute un point à cet emplacement dans un modèle du ciel au départ vierge. La soustraction de flux sur l'image et l'ajout de points au modèle sont ensuite répétés en un processus itératif jusqu'à atteindre un seuil pré-défini par l'utilisateur. Ce seuil peut être un nombre d'itérations, ou, de manière plus intelligente, un seuil en Jy, qui est souvent un multiple de la RMS attendue pour l'image : si la source la plus brillante trouvée est moins brillante que ce seuil, l'algorithme s'arrête. L'image finale renvoyée par l'algorithme est alors la somme des résidus (c'est-à-dire l'image qui reste après les soustractions successives) et du modèle convolué par le faisceau nettoyé au maximum des lobes secondaires. Ce faisceau nettoyé par l'algorithme s'appelle *restoring beam*, ou tout simplement « faisceau de l'interféromètre » (c'est ce terme qu'on utilisera dans la suite) ; il correspond à la tache que l'on va obtenir sur l'image finale si l'on observe une source ponctuelle, et, comme indiqué plus haut, sa taille est d'environ  $\frac{\lambda}{b_{\max}}$ . Ce faisceau détermine la taille des pixels de l'image, puisque l'on choisit en général des pixels de taille  $\frac{\text{faisceau}}{5}$ . Dit plus simplement, l'image finale correspond donc à la somme des résidus et d'une gaussienne à l'emplacement de chaque point du modèle du ciel.

Le seuil d'arrêt est fondamental pour la qualité de l'image obtenue : si l'algorithme s'arrête trop tôt, il reste des sources non déconvoluées dans les résidus, et elles apportent un grand nombre d'artefacts dans l'image finale. Si on pousse trop loin le nettoyage, l'algorithme sélectionne du bruit et ajoute donc des sources inexistantes au modèle.

Il existe un dernier paramètre qui peut jouer sur l'image finale : il s'agit de la pondération (*weighting*) que l'on applique aux différentes lignes de base. En effet, suivant que l'on veut privilégier une sensibilité aux faibles flux ou une résolution élevée, on va pondérer différemment les visibilités  $\mathcal{V}(u,v)$ . La pondération dite « uniforme » donne plus d'importance aux lignes de base longues en accordant un poids inversement proportionnel à la densité d'échantillonnage du plan  $(u,v)$ . Elle permet d'obtenir la résolution angulaire maximale, en échange d'une sensibilité limitée. À l'inverse, la pondération « naturelle » attribue des poids égaux à toutes les visibilités, ce qui donne la meilleure sensibilité au flux des sources ponctuelles. Par contre, les lobes secondaires sont en général assez importants avec cette pondération et la résolution est donc mauvaise. En règle générale, on n'utilise aucune de ces deux extrêmes mais plutôt la pondération robuste décrite par Briggs (1995) : il s'agit d'un réglage de pondération continu, où  $R = 0$  est

le compromis entre pondérations uniforme et naturelle,  $R = 2$  se rapproche de la pondération naturelle, et  $R = -2$  de la pondération uniforme.

### *Self-calibration*

L'algorithme CLEAN n'est pas adapté aux sources étendues, puisqu'elles vont être divisées en une multitude de sources ponctuelles. Cela ne fonctionne en général pas bien, et leurs artefacts dans l'image brute seront encore visibles dans l'image finale. Les sources très brillantes posent aussi problème à CLEAN et sont susceptibles d'être mal déconvoluées dans l'image finale. Lorsque l'on travaille avec une image concernée par ces problèmes, on ajoute alors une étape supplémentaire de calibration et d'imagerie nommée *self-calibration*. C'est particulièrement utile notamment pour les données MeerKAT, étant donné qu'il observe sur un champ de vue très étendu, et que, pour ces données, les sources situées vers l'annulation du faisceau primaire créent de nombreux artefacts (voir par exemple les données présentées au chapitre 8).

La *self-calibration* repose sur un principe itératif, qui nécessite d'avoir déjà obtenu une image aussi propre que possible selon la méthode précédente. On récupère l'image modèle, c'est-à-dire constituée d'un pixel coloré pour chaque source de l'image, et on en déduit les visibilitées idéales que l'on mesurerait si le ciel ressemblait exactement à ce modèle. On compare ces visibilitées idéales à nos données calibrées, et on calcule des coefficients de correction des données pour se rapprocher des valeurs idéales. Les données sont corrigées avec ces coefficients, puis déconvoluées pour obtenir une nouvelle image finale. Le processus peut ensuite être répété à l'infini, avec des réglages variables pour le calcul des coefficients, jusqu'à obtenir une image finale utilisable scientifiquement.

Contrairement aux apparences, cette technique n'est pas magique, mais repose sur *a priori* que le modèle obtenu à partir des données est dans l'ensemble correct, et que l'on n'y a pas introduit de bruit, par exemple. En effet, si ce modèle est faux, on risque fortement de créer des sources en réalité inexistantes dans l'image finale – des « sources fantômes » qui peuvent être impossibles à distinguer des sources réelles et compromettre l'analyse scientifique des données. Il est par contre très difficile de faire disparaître une source qu'on aurait oublié d'inclure dans le modèle de départ, puisqu'elle va rester dans les résidus de CLEAN et sera donc visible sur l'image finale.

Il existe deux types de *self-calibration*, dits pour l'un « *self-calibration* indépendante de la direction » et pour l'autre « *self-calibration* dépendante de la direction ». La *self-calibration* indépendante de la direction consiste à simplement corriger la phase des données de manière uniforme sur toute l'image. Elle peut aider à supprimer des artefacts de sources de l'arrière-plan, voire de la source d'intérêt, dus à des erreurs de calibration uniformes sur le ciel, par exemple à des problèmes de gain de certaines antennes. Par contre, la *self-calibration* ne peut pas inventer des données si l'échantillonnage  $(u,v)$  est insuffisant, corriger des erreurs dans la déconvolution ou la reconstruction des images, ou des oublis de marquage de RFI.

Dans le cas où des sources de l'image présentent des artefacts liés à des erreurs dépendant de la direction, ce qui est souvent le cas pour les sources proches de l'annulation du faisceau primaire par exemple, on passe à la *self-calibration* dépendante de la direction. Cette *self-calibration* corrige à la fois la phase et l'amplitude des données ; il s'agit d'un outil beaucoup plus puissant qui permet de corriger de gros artefacts mais peut aussi créer à peu près n'importe quoi sur les images si on l'utilise mal. Au cours de cette thèse, la *self-calibration* a été effectuée à l'aide du couple de logiciels DDFacet et killMS (Tasse *et al.*, 2018). Les détails des algorithmes sont complexes, mais le principe de base est relativement simple à comprendre : l'image est divisée en un certain nombre de facettes, c'est-à-dire de régions indépendantes (6 pour moi). On s'assure que les sources brillantes soient seules dans leur facette pour que leurs artefacts soient corrigés le mieux possible. Il s'agit ensuite d'un processus itératif : la comparaison entre l'image réelle et l'image modèle et la dérivation de coefficients pour corriger la calibration est effectuée pour chaque facette, puis les données sont corrigées et transformées en images, et on recommence. Au départ, les données MeerKAT correspondent à un point toutes les 8 secondes, par canal et par ligne de base, mais il est possible de moyennner les données sur une plage de fréquences ou de minutes avant de calculer les corrections. Personnellement, j'ai effectué 5 itérations de *self-calibration* pour les données de NGC 5408 X-1, d'abord en augmentant progressivement le nombre de canaux regroupés de 8 à 32, puis en diminuant l'intervalle de temps pour le calcul d'une solution de 10 minutes à 5 minutes. Il faut trouver un compromis sur ces réglages, puisque plus l'on moyenne sur de grandes plages de données pour calculer les coefficients de correction, moins on a de bruit mais moins les corrections sont fines ; d'où l'intérêt de plusieurs passages de *self-calibration* avec des paramètres différents. En fin de compte, on s'arrête dès que l'image est d'une qualité suffisante pour être exploitable scientifiquement – le but n'est pas d'obtenir une image parfaite, ce ne sera jamais le cas et le processus deviendrait infini.

Pour conclure cette partie dédiée à la *self-calibration*, la figure 4.8 montre l'intérêt de cette technique : on voit très nettement la disparition des artefacts en spirale dus au fort flux du quasar QSO B1355-4138, qui se trouve en plus proche de l'annulation du faisceau primaire de MeerKAT. On n'a pas cherché à faire disparaître plus les artefacts avec une *self-calibration* plus poussée car ils n'affectaient plus du tout la source d'intérêt au centre de l'image.

## Traitement des images

Une fois que toutes les étapes précédentes sont réalisées et que l'on est satisfait de l'image obtenue, il est temps de la traiter scientifiquement.

Les sources étudiées au cours de cette thèse sont en grande majorité des sources ponctuelles. Seules quelques composantes de la source XTE J1748-288 sont potentiellement non ponctuelles, mais cela sera discuté directement au chapitre 7.

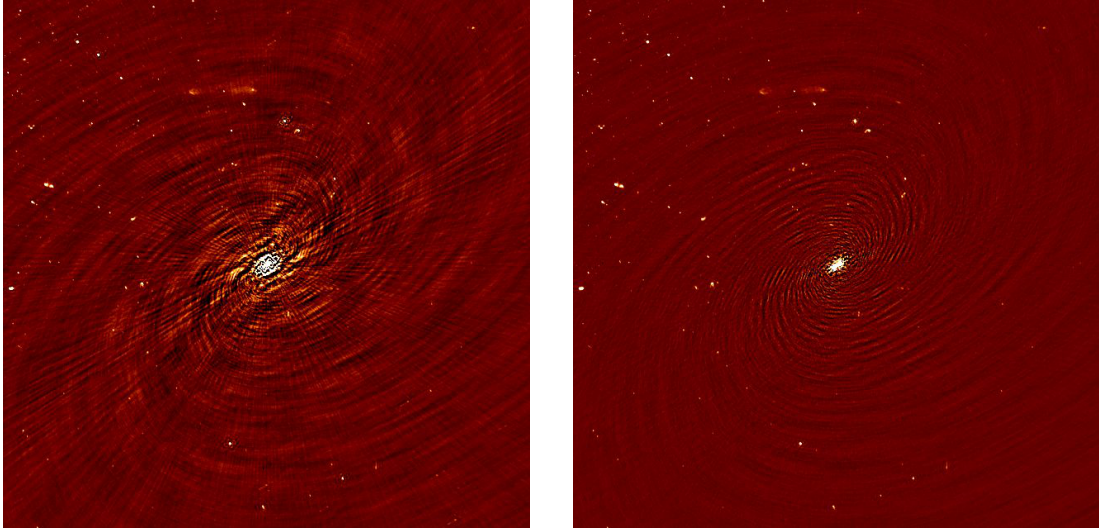


FIGURE 4.8 – Comparaison entre deux images du quasar QSO B1355–4138 extraites du champ de vue de NGC 5408 X–1 avec MeerKAT. Le quasar est situé à  $\sim 1^\circ$  du centre de phase et son flux est d’environ 0,5 Jy. L’image de gauche est l’image des données calibrées avant *self-calibration* ; l’image de droite est l’image après *self-calibration*. La RMS mesurée dans une zone de  $10 \times 10$  minutes d’arc à 5 minutes d’arc au nord de l’ULX vaut  $53,77 \mu\text{Jy}$  pour l’image de gauche et  $29,39 \mu\text{Jy}$  pour l’image de droite.

La mesure du flux des sources radio passe par l’ajustement d’un modèle sur l’image. Pour les sources ponctuelles, on ajuste une gaussienne ayant pour dimensions celles du faisceau reconstruit de l’interféromètre, et ayant une hauteur variable selon le flux de la source. Ceci est fait avec la tâche CASA `imfit`. On obtient alors en sortie de cette tâche la position de la source (c’est-à-dire la position du maximum de la gaussienne), et son flux – flux intégré sur l’ensemble de la gaussienne et flux maximal étant égaux sur une source ponctuelle, par définition. Il est possible de donner en entrée à l’algorithme des estimations initiales pour l’aider à converger ou pour ajuster plusieurs sources proches en même temps par exemple.

On a aussi utilisé PyBDSF (Mohan & Rafferty, 2015) pour effectuer des ajustements sur certaines images au cours de cette thèse. Son rôle est un peu différent, puisqu’`imfit` permet de mesurer très précisément le flux et la position d’une poignée de sources, alors que PyBDSF permet d’automatiser l’ajustement d’un grand nombre de sources dans une image (ou une fraction d’image). Pour ce faire, l’algorithme repère tous les maxima de l’image – par défaut  $5\sigma$  au-dessus de la RMS – et leur extension spatiale – une île étant constituée de la zone à  $3\sigma$  entourant le pic préalablement repéré – grâce à la technique des ondelettes. Les îles détectées sont ensuite décomposées en gaussiennes dont on récupère le flux et la position. Cette technique ne fonctionne bien sûr pas sur les sources étendues, et elle est moins précise que celle de CASA car PyBDSF est moins sensible aux flux faibles, mais elle a l’avantage de permettre d’automatiser l’ajustement de centaines de sources. C’est utile lorsqu’on veut étudier la variation globale de flux entre diffé-

rentes images, par exemple, ou alors pour repérer des sources transitoires au sein d'un grand champ de vue.

---

## SUIVI D'UNE BINAIRE X EN ÉRUPTION : MAXI J1803–298

---

### 5.1 Présentation de MAXI J1803–298

MAXI J1803–298 est une source transitoire X découverte le 1<sup>er</sup> mai 2021 par MAXI / GSC (Mihara *et al.*, 2011). Suite à l'information de la communauté par *Astronomer Telegram* (Serino *et al.*, 2021), un suivi a été mis en place à de nombreuses longueurs d'onde, grâce à une dizaine d'instruments observant dans les rayons X, en optique ou encore en radio – entre autres MeerKAT. Grâce à ce suivi régulier, une augmentation rapide du flux de MAXI J1803–298 a pu être observée dans les jours suivants sa découverte. La source a ensuite évolué selon le schéma classique de sursaut attendu d'une binaire X pendant environ sept mois (Mata Sánchez *et al.*, 2022; Shidatsu *et al.*, 2022).

MAXI J1803–298 a d'abord été classifiée comme « source transitoire X » – un terme permettant de traduire son apparition nouvelle et sa variabilité dans le domaine X. Néanmoins, il s'est révélé assez rapidement qu'il pouvait s'agir d'un candidat trou noir. En effet, Buckley *et al.* (2021) ont effectué une étude spectroscopique de la contrepartie optique de la source et notent la cohérence du spectre avec celui d'une binaire X de faible masse (LMXB). D'autres éléments de preuve ont renforcé par la suite cette observation : la détection grâce à mes observations MeerKAT d'une contrepartie radio à la source X rapidement après sa découverte, le 4 mai 2021 (Espinasse *et al.*, 2021), la détection de QPO et de la raie du fer dans les spectres, et enfin l'observation de la transition état dur vers état mou par MAXI le 12 mai 2021, avec des paramètres spectraux caractéristiques des binaires X à trou noir (Shidatsu *et al.*, 2022). Malgré l'absence de preuve formelle – par exemple une mesure précise de la masse de l'objet compact – il est donc communément admis que MAXI J1803–298 est une binaire X abritant un (candidat) trou noir. Il est intéressant de noter que, récemment, Mata Sánchez *et al.* (2022), utilisant des observations de raies en spectroscopie visible ainsi que des hypothèses sur la période et l'inclinaison du système, ont obtenu une fourchette de 3 à 10 masses solaires pour l'objet compact, ce qui conforte l'hypothèse qu'il s'agirait d'un trou noir. Une autre étude, utilisant des données AstroSat, permet à Chand *et al.* (2022) d'indiquer une masse comprise entre 8,5 et 16  $M_{\odot}$  pour le trou noir central; néanmoins cette valeur dépend de la distance et repose sur l'hypothèse que MAXI J1803–298 est située à 8 kpc. Cette distance est la distance du centre galactique, communément utilisée pour les microquasars situés dans la direction du bulbe galactique (comme MAXI J1803–298) dont la distance

est inconnue. Cette fourchette de masses, plus élevée que celle obtenue par Mata Sánchez *et al.* (2022), est moins fiable en raison de cette dépendance à la distance. Néanmoins, les fourchettes de masses obtenues confirment dans tous les cas que MAXI J1803–298 est un microquasar abritant un trou noir. Des considérations sur sa distance seront discutées dans la section 5.4.

## Inclinaison de MAXI J1803–298

MAXI J1803–298 présente une caractéristique observationnelle qu'il est important de noter : durant la montée en flux de l'état dur, des creux (nommés *dips* en anglais) dans le flux de la courbe de lumière X ont été détectés par NICER et NuSTAR. Homan *et al.* (2021) et Xu & Harrison (2021) indiquent détecter cinq périodes de diminution du flux d'environ 5000 secondes chacune sur une durée d'observation de cinq jours – un creux le 2 mai, puis quatre creux séparés chacun par un peu plus de 7 heures les 5 et 6 mai. L'intervalle entre le premier creux et les autres semble lui aussi être un multiple de 7 heures ; cette périodicité des absorptions pointe vers un lien avec la période orbitale du système, qui serait donc d'un peu plus de 7 heures. Cette périodicité élimine aussi naturellement l'hypothèse d'un nuage dense qui passerait dans l'axe de visée de MAXI J1803–298, et indique que les absorptions sont liées à une cause intrinsèque au système. En effet, ces creux dans la courbe de lumière X donnent une information importante sur l'inclinaison du microquasar.

L'inclinaison  $i$  d'un microquasar correspond à l'angle avec lequel on voit le système depuis la Terre, défini par rapport au plan formé par le disque d'accrétion et l'orbite de l'étoile compagne (dont on considère classiquement qu'ils se trouvent dans le même plan). L'inclinaison est de  $0^\circ$  lorsqu'on voit le disque de face (*face on*), et de  $90^\circ$  lorsqu'on le voit par la tranche (*edge on*). Les microquasars dit à haute inclinaison sont donc ceux que l'on voit de profil.

La courbe de lumière des microquasars est directement liée à leur inclinaison. De manière très simplifiée, il est communément admis que les sources ne présentant pas de phénomène d'éclipse dans leurs courbes de lumière X auraient une inclinaison inférieure à  $\sim 80$  degrés (voir notamment Orosz *et al.*, 2004 ; Casares *et al.*, 2009 ; Orosz *et al.*, 2011 ; Khargharia *et al.*, 2013 ; Espinasse & Fender, 2018).

Frank *et al.* (1987) s'intéressent au flot d'accrétion en provenance de l'étoile compagne, et calculent qu'il serait plus épais que le disque (on renvoie le lecteur intéressé par le calcul à leur article). En atteignant le bord du disque, une partie du flot d'accrétion commence donc à interagir avec celui-ci, mais les zones du flot se trouvant au-dessus et en-dessous du disque n'ont aucune raison de s'arrêter à son bord. Elles continuent à se propager de chaque côté du disque en direction de son centre, tout en ralentissant sous l'effet de chocs avec la matière du disque, jusqu'à avoir ralenti suffisamment pour se circulariser à un rayon  $r_H$ . Ce phénomène est à l'origine de la formation d'un « bourrelet » de matière de chaque côté du disque d'accrétion ; ce bourrelet va progressivement refroidir et les nuages froids ainsi formés vont petit à petit retomber sur le disque : Frank *et al.* (1987) indiquent



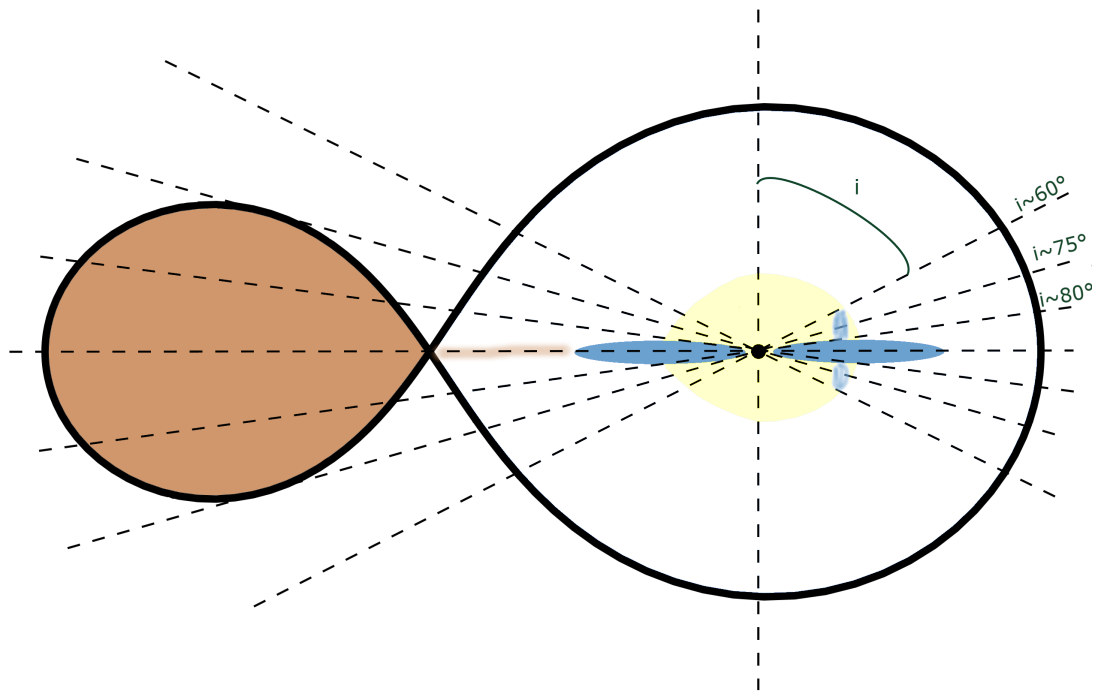


FIGURE 5.1 – Impact de l’inclinaison sur la courbe de lumière X, figure inspirée de Frank *et al.* (1987). En marron : étoile compagne et flot d’accrétion ; en bleu : disque d’accrétion ; en jaune : couronne. Les lignes continues noires représentent les lobes de Roche du système. L’angle  $i$  correspond à l’angle de vue du système depuis la Terre.

donc que l’on n’observerait ces nuages de manière importante que sur une portion de disque, environ un demi-tour à partir du point d’impact.

La théorie présentée ci-dessus permet de fournir une explication aux différentes observations. En effet, il existe aussi bien des sources qui présentent une modulation continue plus ou moins sinusoïdale de leur courbe de lumière avec ou sans éclipses, que d’autres présentant des creux, dont la structure est en général complexe et qui ne sont pas forcément réguliers ni de même profondeur, dans leur courbe de lumière.

Les différentes possibilités sont résumées sur la figure 5.1. Pour une inclinaison inférieure à  $60^\circ$ , ce qui inclut notamment toutes les sources vues de face, on ne verra de modulation d’aucune sorte dans la courbe de lumière. Entre  $60^\circ$  et  $75^\circ$  environ, on observera des creux (*dips*) dans la courbe du lumière à cause du passage dans la ligne de visée du bourrelet, qui masque la partie interne du disque et une fraction de la couronne. Ce bourrelet étant composé de nuages froids et irréguliers, les creux auront probablement une structure complexe ; par contre on n’observera pas d’éclipse. Les éclipses sont dues au passage de l’étoile compagne dans la ligne de visée, et interviennent seulement pour les systèmes que l’on voit vraiment sur la tranche, au delà de  $75^\circ$  ; elles peuvent être partielles ou totales suivant que l’étoile masque la couronne en intégralité ou non. Entre

75° et 80°, on observera donc des éclipses, mais aussi, encore, des creux dus au passage des nuages froids. Enfin, au delà de 80°, la seule modulation provient des éclipses de l’étoile. En effet, le bourrelet est toujours présent, mais sa hauteur masque tout le temps la source centrale, même dans les zones où les nuages froids sont presque retombés sur le disque - on a toujours une sur-épaisseur à  $r_H$  à cause des turbulences de la matière en cours de circularisation. Pour ces sources à très forte inclinaison, on ne détecte donc jamais le flux de la partie centrale du disque d’accrétion, mais uniquement celui diffusé par la couronne.

En conclusion de cette partie, la théorie détaillée de Frank *et al.* (1987) indique que, d’après les observations effectuées par NICER et NuSTAR, MAXI J1803–298 serait une source d’inclinaison comprise entre 60 et 75 degrés. Mata Sánchez *et al.* (2022) et Jana *et al.* (2022) aboutissent à cette même conclusion à partir de leurs observations et de l’article de Frank *et al.* (1987), alors que Shidatsu *et al.* (2022) et Feng *et al.* (2022) arrivent respectivement à la conclusion d’une inclinaison supérieure à 70° en s’appuyant sur l’observation des creux dans la courbe de lumière X et de vents issus du disque d’accrétion, et d’une inclinaison approximativement égale à 70° par l’ajustement d’une composante de réflexion dans le spectre X. Ces conclusions confortent le résultat général d’une inclinaison élevée. On va donc conserver cette plage de valeurs dans la suite, tout en gardant en tête qu’elle ne préjuge pas de l’inclinaison d’éventuels jets, puisqu’il a déjà été observé que le disque d’accrétion et les jets des microquasars n’étaient pas forcément perpendiculaires entre eux (Maccarone, 2002; Miller-Jones *et al.*, 2019; Poutanen *et al.*, 2022).

## 5.2 Campagnes d’observation

### MeerKAT

MAXI J1803–298 a été observé avec MeerKAT dans le cadre du projet ThunderKAT (voir section 4.2). La première observation radio a eu lieu le 4 mai 2021, juste 2 jours après la découverte de MAXI J1803–298 par MAXI (Serino *et al.*, 2021). Un suivi a ensuite été effectué avec une fréquence approximativement hebdomadaire – malgré des contraintes de calendrier MeerKAT imposant parfois une variabilité de l’intervalle entre 3 et 15 jours – jusqu’au 18 décembre, pour un total de 30 observations. Chaque observation est constituée d’un seul bloc de 15 minutes sur la source, entourée par deux scans de 2 minutes chacun du calibrateur secondaire J1830–3602. Pour certaines dates, un troisième scan du calibrateur secondaire a été effectué car il était partagé avec une autre source ThunderKAT observée dans le même bloc. Enfin, un scan de 5 minutes du calibrateur primaire J1939-6342 a eu lieu au début de chaque bloc d’observation MeerKAT. Les paramètres d’observation MeerKAT sont les paramètres classiques détaillés dans la section 4.2, soit 8 secondes de temps d’intégration et une fréquence centrale de 1,28 GHz dans le mode 4K.

La réduction des données a été effectuée grâce au script `oxkat` développé par Ian Heywood, membre de ThunderKAT (Heywood, 2020), à partir de Py-

thon et de différents paquets radio (voir <https://github.com/IanHeywood/oxkat/blob/master/README.md#software-package-roll-call> et entre autres McMullin *et al.*, 2007; Offringa *et al.*, 2014; Kurtzer *et al.*, 2017; Kenyon *et al.*, 2018; Tasse *et al.*, 2018; Hugo *et al.*, 2022). Le script `oxkat` vise à uniformiser la réduction des données radio au sein de ThunderKAT grâce à une recette commune, le but étant de pouvoir ensuite exploiter de manière similaire l’ensemble des champs observés (notamment pour les recherches commensales de sources transitoires), quel que soit l’astronome en charge de la réduction des données. Il repose sur le principe de réduction des données radio décrit en section 4.2. Il prend en entrée les visibilitées brutes, et effectue marquage des données et calibration, puis reconstruit une image à partir des données; il peut aussi effectuer des étapes de *self-calibration* indépendantes et/ou dépendantes de la direction. Pour toutes les options disponibles pour configurer `oxkat`, le lecteur est invité à se référer au fichier <https://github.com/IanHeywood/oxkat/blob/master/oxkat/config.py>; nous avons gardé les options par défaut, notamment une pondération robuste de  $-0,3$ . Pour toutes les observations, seule une *self-calibration* indépendante de la direction a été effectuée.

Au final, nous avons obtenu 30 images du champ de vue d’environ  $9,8$  degrés carrés centrées en MAXI J1803–298. Le niveau de bruit (RMS) atteint varie entre  $21 \mu\text{Jy}$  et  $26 \mu\text{Jy}$  suivant les observations, selon les conditions d’observation et le niveau d’interférences radio. Le flux de MAXI J1803–298 a été mesuré à l’aide de CASA : on ajuste une source ponctuelle, c’est-à-dire une gaussienne correspondant aux dimensions du faisceau de l’interféromètre, à la position de la source. Le flux et la position de la source ponctuelle ont été laissés libres pour chaque observation, seules ses dimensions étant fixées aux valeurs du faisceau reconstruit correspondant. Le tableau 5.1 présente les valeurs de flux obtenues pour MAXI J1803–298 au cours de son suivi avec MeerKAT, ainsi que les valeurs de l’indice spectral radio  $\alpha$  lorsqu’il a été calculé grâce à des données MeerKAT (on dispose aussi d’autres valeurs de  $\alpha$  obtenues notamment grâce à des données ATCA).

Les positions obtenues pour MAXI J1803–298 ne sont pas présentées dans ce tableau pour des raisons de concision, néanmoins elles ont aussi été relevées et seront discutées dans la section 5.5. Afin de mesurer de la manière la plus précise possible cette position, j’ai reconstruit de nouvelles images à partir des données produites par `oxkat`, avec une pondération robuste de  $-2$ , ce qui correspond à la résolution maximale (pondération de Briggs proche de la pondération uniforme). Aucune différence fondamentale dans les résultats n’a été constatée entre les pondérations  $-0,3$  et  $-2$ , en particulier la source reste ponctuelle quelle que soit la pondération choisie.

J’ai ensuite voulu vérifier la fiabilité de chaque image en ce qui concerne le flux et l’astrométrie. Pour cela, on utilise des sources de contrôle, c’est-à-dire des sources ponctuelles, détectées dans les images, dont on mesure le flux et la position. On vérifie ainsi que les valeurs obtenues sont constantes pour la majorité des sources – même si on peut tomber sur une ou deux sources transitoires, on s’attend à détecter en grande majorité des quasars comme sources d’arrière-plan,

TABLEAU 5.1 – Observations MeerKAT de MAXI J1803–298.

Date	MJD	Flux radio (mJy)	RMS ( $\mu$ Jy)	$\alpha$
04/05/2021	59338,91	$4,068 \pm 0,023$	25,99	$0,18 \pm 0,03$
07/05/2021	59341,13	$6,114 \pm 0,020$	22,43	$0,21 \pm 0,01$
15/05/2021	59349,94	$20,657 \pm 0,024$	20,99	$-0,45 \pm 0,01$
22/05/2021	59356,05	$2,125 \pm 0,020$	22,77	...
27/05/2021	59361,98	$1,863 \pm 0,020$	21,69	...
05/06/2021	59370,93	$8,374 \pm 0,021$	21,02	...
12/06/2021	59377,99	$4,041 \pm 0,019$	21,78	...
19/06/2021	59384,94	$1,034 \pm 0,026$	22,86	...
27/06/2021	59392,07	$0,314 \pm 0,020$	22,91	...
04/07/2021	59399,94	$0,161 \pm 0,021$	23,22	...
12/07/2021	59407,05	Pas de détection	24,37	sans objet
26/07/2021	59421,72	Pas de détection	23,29	sans objet
31/07/2021	59426,86	Pas de détection	21,99	sans objet
07/08/2021	59433,84	Pas de détection	22,40	sans objet
15/08/2021	59441,90	Pas de détection	23,59	sans objet
22/08/2021	59448,65	Pas de détection	22,64	sans objet
28/08/2021	59454,66	Pas de détection	22,17	sans objet
05/09/2021	59462,73	Pas de détection	22,60	sans objet
13/09/2021	59470,62	Pas de détection	22,97	sans objet
20/09/2021	59477,66	$0,469 \pm 0,022$	23,45	$-0,82 \pm 0,25$
27/09/2021	59484,57	$0,090 \pm 0,022$	24,45 <sup>a</sup>	...
04/10/2021	59491,64	Pas de détection	23,12	sans objet
09/10/2021	59496,64	Pas de détection	24,22	sans objet
23/10/2021	59510,54	$0,103 \pm 0,020$	22,16 <sup>b</sup>	$-0,47 \pm 1,14$
31/10/2021	59518,61	$0,087 \pm 0,021$	22,86 <sup>c</sup>	$-0,55 \pm 0,18$
08/11/2021	59526,66	$0,086 \pm 0,021$	24,29 <sup>d</sup>	...
14/11/2021	59532,51	$0,063 \pm 0,020$	21,84 <sup>e</sup>	...
19/11/2021	59537,70	$0,065 \pm 0,020$	25,56 <sup>f</sup>	...
04/12/2021	59552,44	Pas de détection	23,68	...
18/12/2021	59566,47	Pas de détection	24,26	...

<sup>a</sup> Détection marginale à 3,7 RMS<sup>d</sup> Détection marginale à 3,5 RMS<sup>b</sup> Détection marginale à 4,6 RMS<sup>e</sup> Détection (très) marginale à 2,9 RMS<sup>c</sup> Détection marginale à 3,8 RMS<sup>f</sup> Détection (très) marginale à 2,5 RMS

et il s'agit de sources fixes à flux constant. Il est important, comme on le verra par la suite, de souligner que cette méthode ne permet que de vérifier le flux et l'astrométrie relatifs, et en aucun cas le flux et l'astrométrie absolus. On peut donc vérifier que l'on n'a pas de modulation du flux ou d'*offset* irrégulier entre les images qui pourraient fausser les résultats obtenus concernant MAXI

J1803–298, mais c’est tout. Toutes ces mesures sur les sources de contrôle ont été réalisées avec l’outil PyBDSF, dont le fonctionnement a été présenté dans la section 4.2. On analyse un carré de  $300 \times 300$  pixels, dans lequel PyBDSF détecte un maximum de 10 sources utiles (car ponctuelles ou en tout cas pas visiblement étendues) en plus de MAXI J1803–298. Ces sources ne sont pas toujours toutes détectées par PyBDSF dans les images, à cause de l’effet du seuil de détection – par défaut de  $5\sigma$  pour les maxima puis  $3\sigma$  pour l’extension des sources – qui peut faire « clignoter » d’une image sur l’autre une source proche de la coupure : elle sera détectée ou non en fonction des fluctuations inévitables de son flux et de la RMS de l’image. L’analyse des images avec PyBDSF permet de conclure qu’aucune des images ne présente d’*offset* par rapport aux autres, et que le flux moyen des images est stable. Toute variation de position ou de flux de MAXI J1803–298 d’une date sur l’autre sera donc une variation intrinsèque. De plus, PyBDSF mesure aussi le flux et la position de MAXI J1803–298, puisque celle-ci est située dans la zone étudiée. Nous comparons donc les résultats obtenus avec ceux donnés par la tâche `imfit` de CASA. Les flux obtenus par les deux méthodes sont parfaitement cohérents ; quant aux positions, elles sont cohérentes aussi, même si PyBDSF est moins sensible et plus sujet au bruit que `imfit` lorsque le flux de MAXI J1803–298 devient faible. Cela permet de confirmer la validité des résultats obtenus par `imfit`.

## Swift

MAXI J1803–298 a aussi été observé dans les rayons X par le télescope Swift (section 4.1) dans le cadre d’un suivi dédié associé à ThunderKAT, qui garantit du temps d’observation hebdomadaire avec Swift pour toutes les sources observées avec MeerKAT. On a obtenu un total de 48 observations, dont la durée est comprise entre 200 et 3000 secondes environ selon la brillance de MAXI J1803–298 mais aussi en fonction d’éventuelles interruptions pour observer des sursauts gamma, qui sont prioritaires avec Swift. Toutes les observations ont eu lieu en mode *Windowed Timing*, et durent en général approximativement 800 s, à l’exception des six dernières (de MJD 59516,60 à MJD 59524,10), pour lesquelles le flux de la source était inférieur à 1 coup/seconde et qui ont donc eu lieu en mode *Photon Counting*.

Comme détaillé dans la section 4.1, les données ont été traitées avec le paquet HEASOFT version 6.25. Elles ont d’abord été retraitées selon la procédure `xrtpipeline`, puis le spectre de MAXI J1803–298 a été extrait de chaque observation à partir d’une région circulaire de 20 pixels (soit 47 secondes d’arc) de rayon lorsque le taux de comptage était inférieur à 100 coups/seconde. Un anneau excluant la partie centrale de la source (de taille variable suivant les observations, le critère étant qu’il y ait moins de 100 coups/seconde dans la région d’extraction) a été utilisé pour les observations plus brillantes, pour limiter l’empilement des photons. Le spectre d’arrière-plan a été extrait à partir d’un anneau de 50 et 100 pixels de rayons. Les spectres ont ensuite été groupés par 20 coups lorsque c’était possible dans le but d’utiliser la statistique du  $\chi^2$  ; pour les observations avec un

faible nombre de coups, la statistique `cstat` a été utilisée (Cash, 1979). L'ensemble de ce travail de réduction des données Swift a été effectué par Francesco Carotenuto.

TABLEAU 5.2 – Observations Swift de MAXI J1803–298.

Date	MJD	Flux <sup>a</sup>	$N_H$ <sup>b</sup>	$\Gamma$ <sup>c</sup>	$k_B T_{in}$ (keV)	$\chi^2$ réduit
08/05/2021	59342,56	$62,22^{+0,82}_{-0,84}$	$3,49^{+0,39}_{-0,31}$	$2,17^{+0,11}_{-0,07}$	$0,50^{+0,07}_{-0,17}$	1,03
11/05/2021	59345,29	$107,5 \pm 2,0$	$3,54^{+0,21}_{-0,20}$	$2,19^{+0,06}_{-0,05}$	$0,98 \pm 0,04$	1,02
12/05/2021	59346,00	$196,9 \pm 2,5$	$3,41^{+0,16}_{-0,15}$	$2,12 \pm 0,03$	$0,93 \pm 0,03$	1,07
13/05/2021	59347,00	$139,6 \pm 1,6$	$3,60^{+0,18}_{-0,17}$	2,4	$1,16 \pm 0,02$	0,96
14/05/2021	59348,75	$188,1 \pm 1,4$	$2,99 \pm 0,10$	2,4	$1,35 \pm 0,01$	1,10
15/05/2021	59349,95	$150,5 \pm 1,6$	$2,83 \pm 0,14$	2,4	$1,20 \pm 0,02$	1,05
16/05/2021	59350,20	$147,6 \pm 0,9$	$2,58 \pm 0,07$	sans objet	$1,24 \pm 0,01$	1,09
17/05/2021	59351,20	$127,4 \pm 0,8$	$2,33 \pm 0,07$	sans objet	$1,20 \pm 0,01$	1,07
18/05/2021	59352,65	$131,1 \pm 0,7$	$2,49 \pm 0,06$	sans objet	$1,20 \pm 0,01$	1,13
19/05/2021	59353,12	$133,3 \pm 0,7$	$2,94 \pm 0,07$	2,4	$1,29 \pm 0,01$	1,07
20/05/2021	59354,44	$157,9 \pm 1,4$	$3,73 \pm 0,13$	2,4	$1,37 \pm 0,02$	1,09
21/05/2021	59355,18	$140,7 \pm 2,4$	$4,03^{+0,26}_{-0,25}$	2,4	$1,13 \pm 0,03$	1,03
22/05/2021	59356,44	$80,86 \pm 0,48$	$3,16 \pm 0,07$	$2,05 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,01$	1,08
23/05/2021	59357,04	$122,6^{+1,0}_{-0,9}$	$4,19 \pm 0,12$	2,4	$1,13 \pm 0,02$	1,09
24/05/2021	59358,24	$184,5 \pm 2,5$	$3,69 \pm 0,20$	2,4	$1,31 \pm 0,03$	1,05
25/05/2021	59359,56	$139,8 \pm 1,1$	$2,18 \pm 0,09$	2,4	$1,23 \pm 0,01$	1,08
26/05/2021	59360,29	$157,1 \pm 1,9$	$3,52 \pm 0,18$	2,4	$1,24 \pm 0,02$	1,19
29/05/2021	59363,75	$84,61 \pm 0,97$	$2,45 \pm 0,13$	sans objet	$1,07 \pm 0,01$	1,20
30/05/2021	59364,60	$102,8 \pm 0,7$	$2,64 \pm 0,08$	sans objet	$1,05 \pm 0,01$	1,08
31/05/2021	59365,53	$102,4 \pm 0,7$	$2,45 \pm 0,08$	sans objet	$1,06 \pm 0,01$	1,08
01/06/2021	59366,27	$75,58^{+0,83}_{-0,82}$	$1,98^{+0,12}_{-0,11}$	sans objet	$1,02 \pm 0,01$	1,10
05/06/2021	59370,71	$67,01^{+1,07}_{-1,06}$	$2,56^{+0,18}_{-0,17}$	sans objet	$0,94 \pm 0,02$	1,10
13/06/2021	59377,94	$68,12^{+1,32}_{-1,31}$	$2,72^{+0,22}_{-0,21}$	sans objet	$0,88 \pm 0,02$	1,03
19/06/2021	59383,51	$35,76 \pm 0,42$	$2,63 \pm 0,13$	sans objet	$0,87 \pm 0,01$	1,06
26/06/2021	59390,30	$47,00^{+0,51}_{-0,50}$	$2,41 \pm 0,11$	sans objet	$0,83 \pm 0,01$	0,99
27/06/2021	59391,29	$53,82 \pm 0,63$	$2,41 \pm 0,12$	sans objet	$0,81 \pm 0,01$	1,08
04/07/2021	59399,26	$56,80 \pm 0,80$	$2,52 \pm 0,15$	sans objet	$0,80 \pm 0,01$	1,05
11/07/2021	59406,57	$38,41 \pm 0,43$	$3,18 \pm 0,13$	sans objet	$0,79 \pm 0,01$	1,03
18/07/2021	59413,67	$31,74 \pm 0,36$	$2,96 \pm 0,12$	sans objet	$0,74 \pm 0,01$	1,02

Suite page suivante.

Tableau 5.2 – suite. Observations Swift de MAXI J1803–298.

Date	MJD	Flux <sup>a</sup>	$N_H$ <sup>b</sup>	$\Gamma$ <sup>c</sup>	$k_B T_{in}$ (keV)	$\chi^2$ réduit
25/07/2021	59420,44	$23,55 \pm 0,28$	$1,84 \pm 0,11$	sans objet	$0,71 \pm 0,01$	1,10
04/08/2021	59430,46	$14,59 \pm 0,17$	$1,98 \pm 0,11$	sans objet	$0,64 \pm 0,01$	0,89
11/08/2021	59437,37	$16,69 \pm 0,19$	$2,46_{-0,11}^{+0,12}$	sans objet	$0,68 \pm 0,01$	1,05
21/08/2021	59447,12	$20,15 \pm 0,21$	$2,39 \pm 0,11$	sans objet	$0,70 \pm 0,01$	1,03
28/08/2021	59455,00	$18,64 \pm 0,30$	$2,47 \pm 0,16$	sans objet	$0,66 \pm 0,01$	0,95
04/09/2021	59461,26	$21,10 \pm 0,28$	$2,08 \pm 0,13$	sans objet	$0,65 \pm 0,01$	1,04
11/09/2021	59468,29	$11,43 \pm 0,16$	$2,23 \pm 0,13$	sans objet	$0,60 \pm 0,01$	1,02
18/09/2021	59475,32	$9,40 \pm 0,21$	$2,25 \pm 0,21$	sans objet	$0,55 \pm 0,01$	1,03
25/09/2021	59482,54	$7,40 \pm 0,12$	$2,31 \pm 0,17$	2,4	$0,53 \pm 0,01$	1,04
02/10/2021	59489,12	$5,23 \pm 0,10$	$1,59_{-0,16}^{+0,17}$	sans objet	$0,52 \pm 0,01$	0,99
09/10/2021	59496,10	$4,58 \pm 0,10$	$2,47_{-0,19}^{+0,20}$	sans objet	$0,48 \pm 0,01$	0,89
17/10/2021	59504,20	$2,71 \pm 0,08$	$4,27_{-0,32}^{+0,33}$	$3,28_{-0,08}^{+0,09}$	sans objet	0,97
24/10/2021	59511,24	$0,12_{-0,02}^{+0,03}$	0,3	$2,36 \pm 0,26$	sans objet	c-stat
29/10/2021	59516,60	$0,029_{-0,007}^{+0,010}$	0,3	$1,73_{-0,39}^{+0,40}$	sans objet	c-stat
01/11/2021	59519,26	$0,046_{-0,012}^{+0,017}$	0,3	$1,60 \pm 0,38$	sans objet	c-stat
01/11/2021	59519,78	$0,029_{-0,008}^{+0,009}$	0,3	1,6	sans objet	c-stat
02/11/2021	59520,12	$0,10_{-0,01}^{+0,02}$	0,3	$1,64 \pm 0,18$	sans objet	c-stat
04/11/2021	59522,38	$0,46 \pm 0,05$	$2,66_{-1,31}^{+1,48}$	$1,67_{-0,21}^{+0,22}$	sans objet	0,62
06/11/2021	59524,10	$0,50 \pm 0,05$	$2,82_{-1,37}^{+1,48}$	$1,60_{-0,20}^{+0,21}$	sans objet	c-stat

<sup>a</sup> Flux non absorbé, exprimé en  $10^{-10}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, dans la bande 1 – 10 keV.

<sup>b</sup>  $N_H$  exprimé en  $10^{21}$  cm<sup>-2</sup>.

<sup>c</sup> L’absence d’erreur signifie qu’on a gelé la valeur.

Les résultats obtenus en traitant les spectres avec Xspec sont présentés dans le tableau 5.2. Différents modèles ont été utilisés suivant les observations : `powerlaw`, `diskbb` ou la somme des deux (section 4.1). Dans tous les cas, une composante d’absorption `tbabs` a été appliquée. Le paramètre  $N_H$  est laissé libre de varier, sauf pour 5 observations après le retour à l’état dur où le flux est trop faible ; on le fixe donc à la valeur moyenne issue des autres observations. La présence de « sans objet » dans le tableau signifie que la composante désignée n’a pas été incluse dans le modèle pour cette observation.

On souligne aussi que Francesco a pu observer la présence de creux d’absorption similaires à ceux vus par par NICER ou NuStar dans les courbes de lumière de Swift (voir section 5.1). Leur analyse n’a pas été poussée donc il est impossible d’en tirer des conclusions supplémentaires, mais cela confirme leur existence.

## ATCA

MAXI J1803–298 a aussi été suivi par l'interféromètre ATCA (Australia Telescope Compact Array). Il s'agit d'un réseau composé de six antennes de 22 mètres de diamètre, orienté est-ouest. Cinq des six antennes sont mobiles ; la ligne de base la plus longue mesure 6 km. Dix-huit observations ont été réalisées du 11 mai au 13 novembre 2021 ; MAXI J1803–298 a été détecté durant les neuf premières (jusqu'au 3 juillet inclus), le 22 octobre et enfin durant les deux dernières (6 et 13 novembre). L'intervalle entre deux observations est très variable : entre 2 et 4 jours autour de la transition d'état, puis toutes les semaines ou deux semaines de manière générale, même si on monte plusieurs fois à un mois d'intervalle durant l'état dur. Les observations ont été menées simultanément aux fréquences centrales 5,5 GHz et 9 GHz, avec une bande passante de 2 GHz dans chaque cas, pendant une durée comprise entre 50 minutes et 4 heures. Le PI des observations ATCA est Tom Russell ; il a réduit l'intégralité des données et m'a communiqué directement les flux radio et indices spectraux.

## VLA

Huit observations de MAXI J1803–298 ont pu être obtenues grâce à un programme d'observation spécifique (PI : Francesco Carotenuto). Trois observations ont eu lieu autour de la transition d'état les 7, 11 et 15 mai 2021, lorsque le VLA était en configuration D. Les cinq autres observations ont eu lieu lors de l'approche de la quiescence, les 28 et 31 octobre et 2, 4 et 6 novembre 2021, avec le VLA en configuration B. Toutes les observations ont eu lieu simultanément à 5 et 7 GHz et ont duré entre 10 et 20 minutes. Les données ont été réduites par Francesco Carotenuto, qui m'a transmis directement les valeurs finales.

### 5.3 Étude du sursaut de MAXI J1803–298

On commence par présenter la courbe de lumière générale de l'éruption sur la figure 5.2.

Nous avons pu récupérer la courbe de lumière et le rapport de dureté mesurés par NICER (communication privée, S. Ubach Ramirez). Ces deux courbes sont visibles dans les deux panneaux supérieurs de la figure 5.2.

Le panneau suivant présente la courbe de lumière Swift, et celui d'après l'ensemble des densités de flux radio obtenues pendant la totalité du suivi de MAXI J1803–298. Les triangles représentent les non-détections MeerKAT et indiquent le seuil de 3 RMS.

Enfin, le dernier panneau présente les indices spectraux radio aux dates où MAXI J1803–298 est détecté. La légende indique à partir de quelles données il a été calculé, grâce aux formules :

$$\alpha = \frac{\log \frac{S_2}{S_1}}{\log \frac{\nu_2}{\nu_1}} \quad \text{et} \quad \alpha_{\text{err}} = \frac{1}{\ln \frac{\nu_1}{\nu_2}} \sqrt{\frac{S_{1,\text{err}}^2}{S_1} + \frac{S_{2,\text{err}}^2}{S_2}}$$



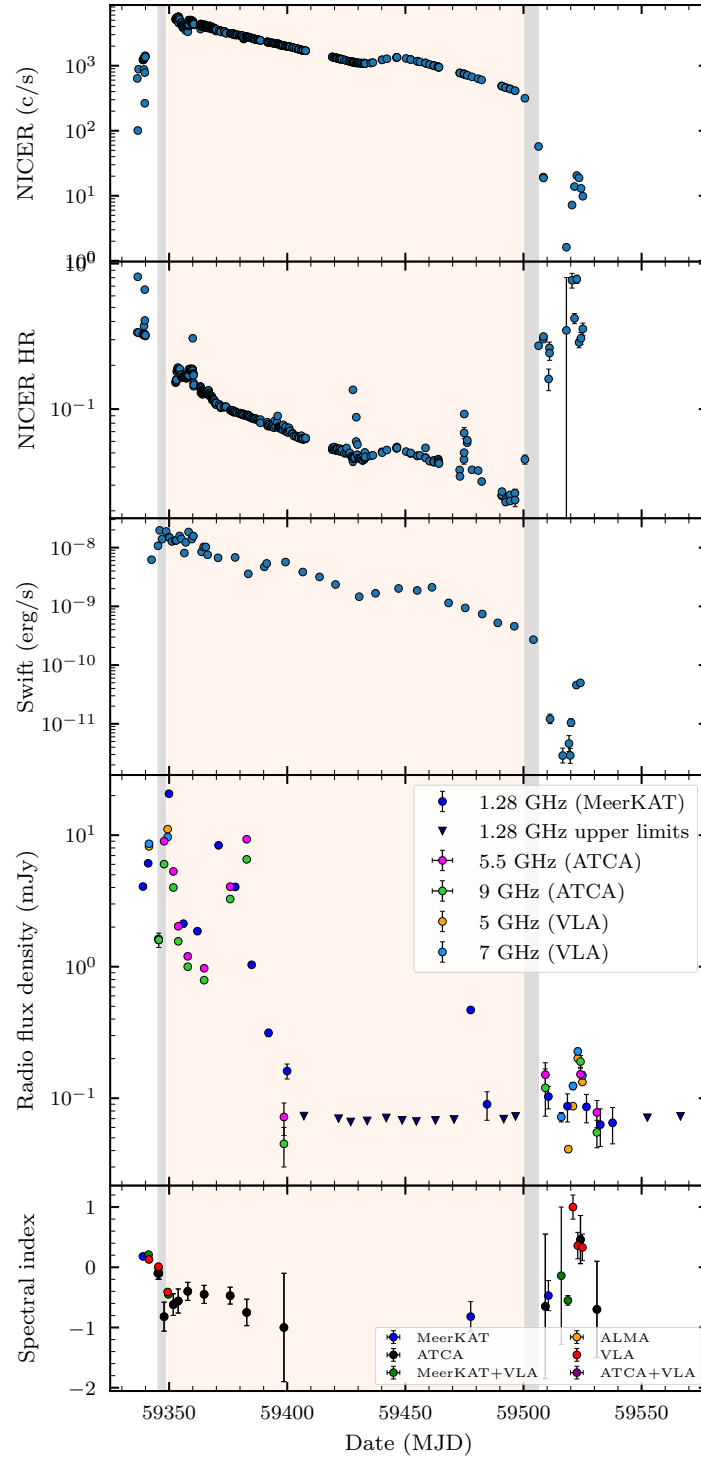


FIGURE 5.2 – Courbe de lumière de MAXI J1803–298 vue par divers instruments X et radio. De haut en bas : 1. Courbe de lumière NICER dans la bande 0,2 – 12 keV ; 2. Rapport de dureté  $[4 - 12 \text{ keV}]/[2 - 4 \text{ keV}]$  mesuré par NICER ; 3. Courbe de lumière Swift dans la bande 1 – 10 keV ; 4. Courbe de lumière radio, regroupant MeerKAT, ATCA et le VLA (un agrandissement de la première partie de cette courbe est présenté sur la figure 5.4 ; deux points VLA et deux points ATCA sont superposés vers (MJD 59345 ; 1,6 mJy)) ; 5. Indices spectral radio.

Dans le cas d'ATCA et du VLA, l'indice spectral et son erreur sont obtenus grâce aux deux fréquences d'observation utilisées par ces deux instruments – 5,5 GHz et 9 GHz pour ATCA et 5 GHz et 7 GHz pour le VLA. L'indice spectral ALMA a été communiqué par Tom Russell. Pour les dates où l'on ne disposait que des observations de MeerKAT et où MAXI J1803–298 était détecté avec un flux suffisant, j'ai divisé les données en deux sous-bandes de 428 MHz chacune, centrées en 1,07 GHz et 1,50 GHz. L'obtention du flux de MAXI J1803–298 dans ces deux sous-bandes a permis d'estimer l'indice spectral pour ces dates de la même manière que pour les autres spectres avec deux fréquences d'observation. Dans le cas où plusieurs instruments sont indiqués, l'indice spectral a été calculé à partir des flux radio aux différentes fréquences de ces instruments, grâce à la fonction `curve_fit` de Python utilisée pour ajuster le spectre correspondant (avec une loi de puissance, soit une droite en log-log, comme attendu pour un spectre synchrotron) et donc obtenir  $\alpha$  et son erreur. Des exemples de spectres et leurs ajustements sont présentés sur la figure 5.3.

Les observations effectuées par plusieurs instruments ne sont jamais parfaitement simultanées, mais j'ai utilisé des données acquises à moins de 24 heures d'écart. Dans le cas du spectre à MJD 59515,994, on ne disposait que d'un flux VLA à 7 GHz. J'ai donc interpolé le flux MeerKAT à cette date en considérant une variation monotone pour obtenir une valeur de flux à 1,28 GHz. Les spectres à MJD 59341, MJD 59349 et MJD 59518 sont obtenus en regroupant des données MeerKAT et VLA (seule la fréquence 5 GHz présente une détection pour MJD 59518), et le spectre à MJD 59345 en regroupant des données ATCA et VLA.

Revenons à la figure 5.2. On a représenté en fond de graphique les transitions entre états spectraux effectuées par MAXI J1803–298. Ces dates ont été déterminées à partir de la littérature et de nos données Swift. D'après Shidatsu *et al.* (2021), la transition de l'état dur vers l'état mou commencerait autour de MJD 59346, car un adoucissement du spectre est clairement déjà visible à cette date, alors que la source est encore dans l'état dur lors de l'observation précédente de MAXI (MJD 59338). Cette constatation est en accord avec nos données Swift, pour lesquelles on classe MJD 59342,56 comme encore dans l'état dur, MJD 59345,29; 59346,002 et 59347,008 comme correspondant probablement à l'état intermédiaire, et enfin MJD 59348,75 comme la première observation de la source dans l'état mou. On garde donc MJD 59342,56 et MJD 59348,75 comme dates de transition entre l'état dur (en blanc), l'état intermédiaire (en gris) et l'état mou (en beige). Il est intéressant de noter que Shidatsu *et al.* (2022) classent l'état intermédiaire comme allant de MJD 59347 à MJD 59361, soit une durée bien plus longue que nous, à partir du HID de MAXI (présenté, issu d'autres auteurs, en figure 5.5). Néanmoins, rien ne supportant cette date dans la littérature ou dans nos données Swift où l'état mou semble clairement atteint plus tôt, nous conservons la date précédemment indiquée.

À la fin de l'éruption, MAXI J1803–298 retourne comme attendu dans l'état dur. Steiner *et al.* (2021) indiquent que la source est encore dans l'état mou à MJD 59500,59 et qu'elle est de retour dans l'état dur à MJD 59506,38. Nos données Swift sont moins précises, puisque nous en concluons que MJD 59496,10

### 5.3. Étude du sursaut de MAXI J1803–298

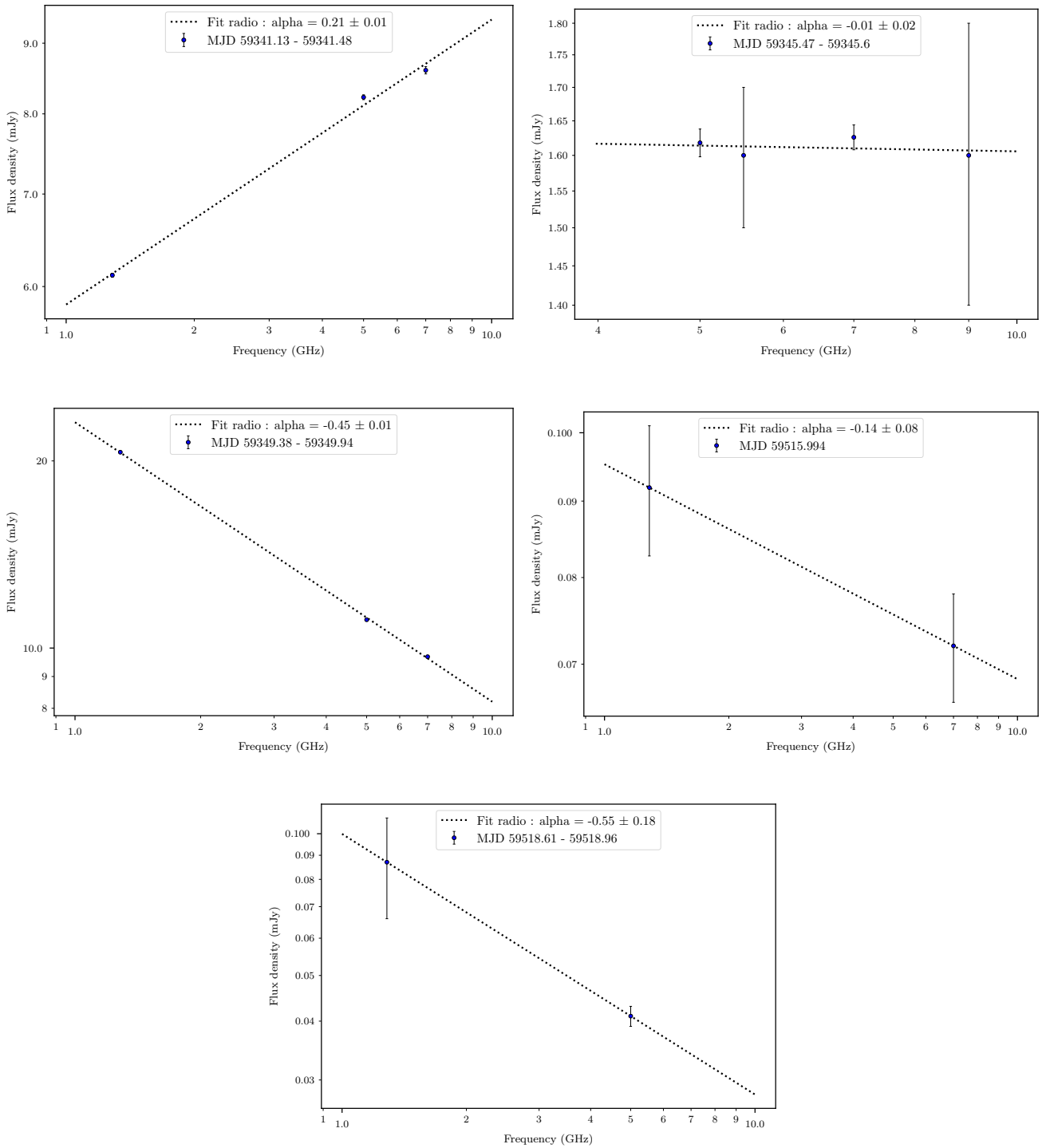


FIGURE 5.3 – Échantillon de spectres radio obtenus pour MAXI J1803–298.

est encore l'état mou, MJD 59511,24 est l'état dur, mais MJD 59504,20 est difficile à classifier. Nous conservons donc les dates de transitions indiquées par Steiner *et al.* (2021) pour le retour à l'état dur.

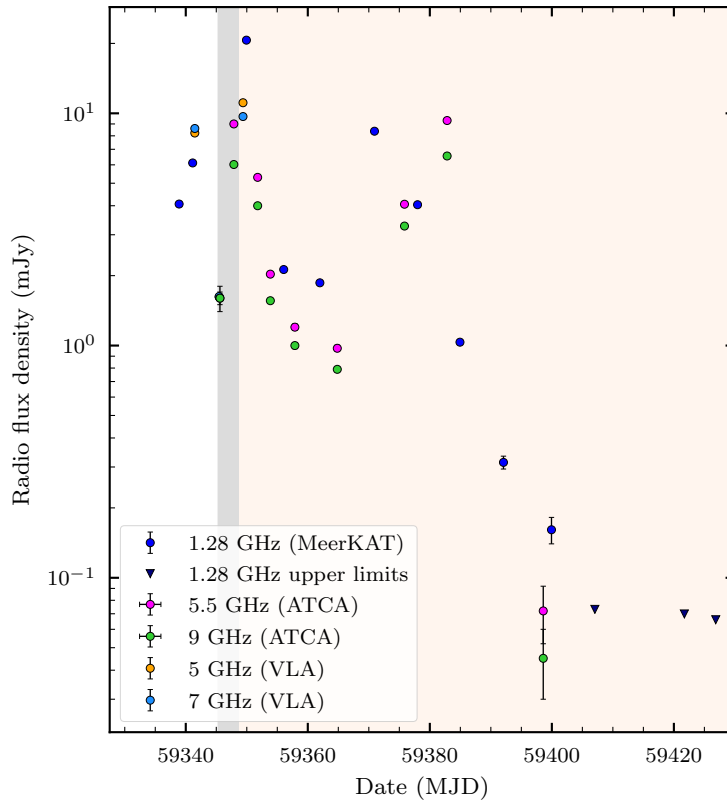


FIGURE 5.4 – Zoom sur la courbe de lumière radio de MAXI J1803–298.

La courbe de lumière radio – présentée en entier sur la figure 5.2 et agrandie pour plus de clarté sur la figure 5.4 – vient étayer ces conclusions relatives à l'état spectral de MAXI J1803–298 au cours du temps. En effet, le flux de MAXI J1803–298 est en augmentation très rapide avec un indice spectral légèrement positif au cours des premières observations. Il s'agit de la signature typique d'un microquasar dans l'état dur : on détecte en radio le jet compact auto-absorbé. L'augmentation forte du flux indique la proximité de la transition d'état spectral ; il est donc probable, et cette opinion est partagée par Shidatsu *et al.* (2022), que l'on ait manqué le début du sursaut de MAXI J1803–298 qui a été découverte assez tardivement et toute proche de la transition. Malheureusement, on manque de données NICER (et aussi MAXI) à proximité de la transition entre l'état dur et l'état mou. Les données radio permettent néanmoins de valider la date de la transition estimée avec Swift. Après sa montée rapide, le flux radio s'effondre brusquement vers MJD 59347, comme le révèle une observation ATCA à cette date. L'indice spectral reste voisin de 0, signe que la source n'a pas encore atteint l'état mou. Cette chute brutale de la luminosité radio est révélatrice de l'extinction (*quenching*) des jets compacts juste avant la transition, caractéristique commune à l'ensemble des binaires X (Fender *et al.*, 1999 ; Corbel *et al.*, 2000).

On observe ensuite à nouveau une montée en luminosité extrêmement rapide, associée à une diminution forte de l'indice spectral jusqu'à presque  $-1$ . Il s'agit du pic radio (*flare*) révélateur de la transition de l'état dur à l'état mou, probablement associé à l'émission d'un jet discret (l'usage du singulier ici et dans la

suite n'excluant pas que ce jet soit bilatéral). MAXI J1803–298 étant maintenant dans l'état mou, on ne devrait plus le détecter en radio, mais le flux détecté dans les semaines suivantes provient en fait de ce jet discret en cours d'atténuation. L'indice spectral reste pour toutes les observations suivantes compris entre  $-0,5$  et  $-1$ , ce qui indique que le rayonnement radio détecté provient d'une émission synchrotron optiquement mince. Cela confirme l'hypothèse d'un flux radio associé à un jet discret.

Si on s'intéresse plus spécifiquement à l'état mou, on peut voir que le flux radio ne présente pas une décroissance monotone liée à l'extinction progressive du jet discret. En effet, après une forte décroissance du flux, on observe un pic secondaire dans le flux MeerKAT, et un autre, plus tardif, dans le flux ATCA. On s'attendrait à détecter une augmentation du flux radio avec tous les instruments de manière (quasiment) simultanée : on peut donc s'interroger sur la non-simultanéité de ces deux pics. Notre courbe de lumière suggère que le pic du flux ATCA intervient environ 11,9 jours après le pic MeerKAT. Un décalage temporel pour le maximum du flux entre différentes fréquences est attendu à cause du phénomène de dispersion, mais 11,9 jours est un écart beaucoup trop long pour être explicable par cette différence de vitesse de propagation du signal suivant la fréquence, et, de toute façon, le signal de fréquence la plus haute devrait arriver en premier – or c'est l'inverse ici. De plus, un simple manque de données dû à un échantillonnage trop clairsemé ne peut pas expliquer ce décalage entre les pics, car il est évident que le pic MeerKAT est dépassé au moment du pic ATCA. Par contre, on peut supposer que cet échantillonnage clairsemé (seulement un point par semaine environ pour MeerKAT comme pour ATCA) masque en fait la présence de deux pics rapprochés : un premier correspondant au pic que l'on détecte avec MeerKAT (avec un maximum ayant eu lieu potentiellement plus tôt que la détection la plus forte, vu l'intervalle entre les observations) mais pour lequel ATCA aurait totalement manqué l'augmentation du flux, et un deuxième où c'est l'inverse. MAXI J1803–298 aurait donc présenté deux pics dans son flux radio à approximativement 12 jours d'intervalle. Pour expliquer ces pics radio dans l'état mou, on peut s'intéresser aux autres panneaux de la figure 5.2 : on ne voit pas de variation dans le flux NICER aux dates des pics, mais le flux Swift varie légèrement. Les grandeurs d'intérêt pour expliquer les pics radio sont principalement l'indice spectral radio  $\alpha$ , qui reste compatible avec une émission synchrotron optiquement mince, et le rapport de dureté NICER, qui ne varie pas. Ces deux éléments laissent penser que les pics radio observés n'ont pas pour origine le cœur de la binaire X (c'est-à-dire les jets compacts, qui sont éteints), mais le(s) jet(s) discret(s). MAXI J1803–298 n'est pas la première source pour laquelle on observe des pics radio successifs dans l'état mou : en effet, MAXI J1348–630, par exemple, a présenté un second pic radio optiquement mince environ 3 jours après le pic radio principal associé à la transition d'état (Carotenuto *et al.*, 2021a). Plusieurs possibilités ont été évoquées pour expliquer ces pics radio successifs : premièrement, ils pourraient être la signature d'éjections successives de jets discrets, comme on le voit par exemple dans Tetarenko *et al.* (2017) et Miller-Jones *et al.* (2019). Cette hypothèse signifierait que MAXI J1803–298 aurait éjecté de la matière sous forme de bulles de plasma à trois reprises, dont

deux durant l'état mou. Néanmoins, des éjections au milieu de l'état mou n'ont jamais été observées pour des binaires X à l'heure actuelle (Carotenuto *et al.*, 2021a), ce qui rend cette hypothèse peu certaine. Une autre hypothèse possible est que les pics radio seraient dus à des chocs internes aux bulles de plasma ou à des chocs avec le milieu environnant, qui accélèreraient les particules du jet et libéreraient son énergie interne sous forme de rayonnement (voir le chapitre 3 pour une revue de la littérature sur le sujet). Même si on souligne la nécessité de garder en mémoire la remarque ci-dessus concernant des éjections au milieu de l'état mou, ces deux possibilités ne sont pas mutuellement exclusives : il est tout à fait possible que l'un des pics soit lié à une éjection de matière, et l'autre à des chocs au sein de la matière déjà éjectée – soit à l'intérieur d'une bulle de plasma, soit entre deux bulles de plasma éjectées successivement, par exemple au cours de la transition d'état et du pic suivant. Enfin, la dernière possibilité qui a été évoquée par Tetarenko *et al.* (2017) pour la binaire V404 Cygni est que la présence de deux pics radio successifs pourrait être liée à l'existence de deux composantes, l'une s'approchant et l'autre s'éloignant, émises simultanément. Néanmoins, cette explication n'est valable que pour quelques minutes ou quelques heures d'écart entre les deux pics radio, qui seraient alors liées au temps de propagation de la lumière entre les deux composantes, et ne peut donc pas s'appliquer pour un écart d'environ 12 jours. Bien que la probabilité la plus élevée pour expliquer ces deux pics radio soit celle de chocs – avec le milieu interstellaire ou internes au jet discret –, nos données ne permettent pas d'explorer plus en profondeur la source des deux pics radio observés dans l'état mou, surtout à cause de la non-détection de jets discrets (section 5.5) qui empêche de compter le nombre de composantes éjectées par MAXI J1803–298. Wood *et al.* (soumis) détectent les jets discrets de MAXI J1803–298 grâce à des observations VLBI, confirmant par là leur éjection. L'analyse des données est complexe et encore en cours, mais deux jets ont probablement été émis simultanément et en sens opposé autour de MJD 59348, soit en fin d'état intermédiaire, juste avant le passage de MAXI J1803–298 dans l'état mou. En plus de confirmer la présence de jets discrets déjà indiquée par de nombreux indices, cette découverte confirme les dates que nous avons choisies pour les différents états spectraux, puisqu'on s'attend à ce que les éjections aient lieu juste avant le passage dans l'état mou.

Après les deux pics observés entre MJD 59370 et MJD 59390, le flux de MAXI J1803–298 décroît totalement jusqu'à n'être plus détectable. On est alors dans l'état classique pour l'état mou : pas du tout de détection radio, car les jets compacts sont absents dans l'état mou – on calcule un facteur d'extinction de deux ordres de grandeur – et les éventuels jets discrets émis précédemment ne sont plus détectables. En parallèle, on observe une diminution graduelle du flux X de MAXI J1803–298, caractéristique elle aussi de l'état mou. Il est intéressant de noter, au cours de la période où MAXI J1803–298 n'est plus détecté en radio, une variation brutale du rapport de dureté NICER aux alentours de MJD 59430. Cette variation précède un ressaut dans les flux X Swift et NICER, mais n'est absolument pas visible en radio. Pour donner un éclairage sur ce pic dans le rapport de dureté, on présente sur la figure 5.5 le diagramme intensité – dureté de MAXI J1803–298 tracé à partir de données NICER par Mata Sánchez *et al.*

(2022). Pour se repérer dans le temps sur le diagramme, on indique que l'étoile rouge la plus basse (la plus avancée dans le sursaut) correspond à MJD 59429,9.

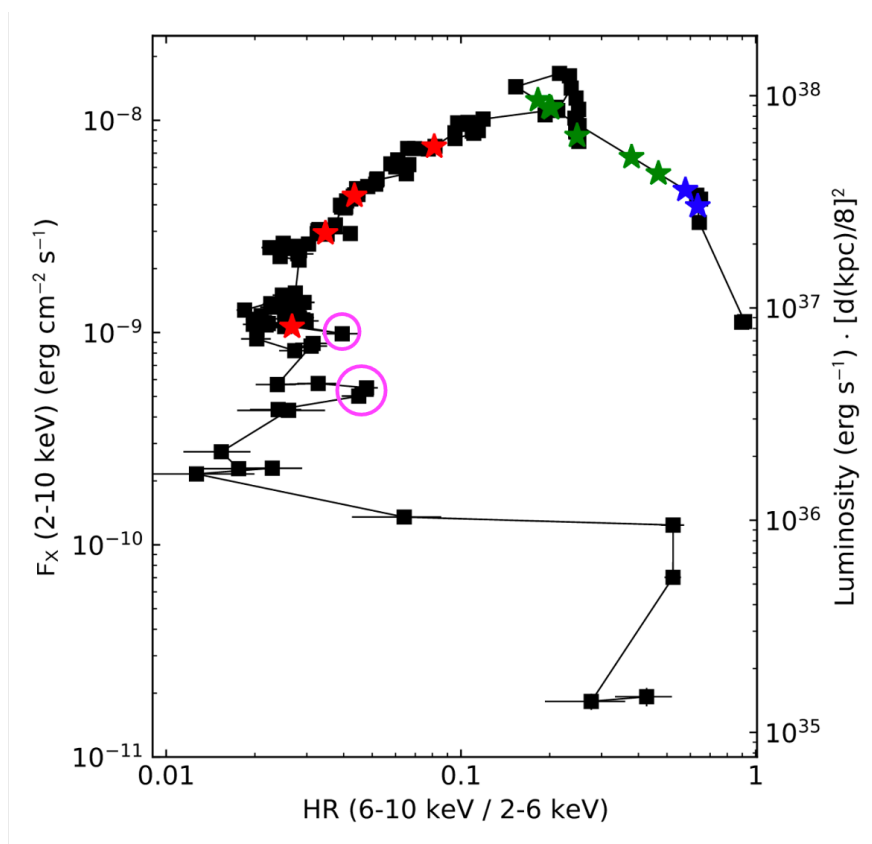


FIGURE 5.5 – Diagramme intensité – dureté de MAXI J1803–298 à partir de données NICER. L'étoile rouge la plus basse correspond à MJD 59429,9; les cercles roses indiquent de possibles incursions dans l'état intermédiaire. Le cercle du bas pourrait être associé à l'éjection d'un jet discret expliquant la détection radio de MJD 59477,66. Figure adaptée de Mata Sánchez *et al.* (2022) : voir ce papier pour les dates associées aux étoiles colorées.

On peut repérer sur le diagramme intensité – dureté deux possibles incursions de MAXI J1803–298 dans l'état intermédiaire (cercles roses), qui correspondent aux deux pics observés à MJD 59427,81 et MJD 59474,93 dans le rapport de dureté. MAXI J1803–298 n'est pas la première source pour laquelle on observe des retours ponctuels dans l'état intermédiaire. Cela a notamment été observé récemment pour MAXI J1348–630, qui présente une incursion dans l'état intermédiaire au milieu de son état mou tout à fait semblable à celle de MAXI J1803–298 (Carotenuto *et al.*, 2021a); certaines sources ont aussi montré des oscillations rapides entre les états mou et dur (Homan *et al.*, 2001; Fender *et al.*, 2009). La première incursion dans l'état intermédiaire n'a pas de conséquences sur le flux radio, puisque la source reste non détectée par MeerKAT, alors que la deuxième incursion a lieu un peu moins de 3 jours avant une détection MeerKAT à 0,469 mJy (MJD 59477,66). Le flux radio décroît ensuite à 0,09 mJy en MJD 59484,57 avant une nouvelle période de non-détection. L'indice spectral associé

à la détection radio juste après l'incursion dans l'état intermédiaire est de précision limitée car il n'est obtenu qu'avec les données MeerKAT, mais on l'estime autour de  $-0,82 \pm 0,25$ . Cette valeur est compatible avec une émission synchrotron optiquement mince, ce qui est cohérent avec l'absence de détection à une fréquence plus élevée par ATCA en MJD 59484,34 – on ne dispose malheureusement d'aucune observation ATCA autour de MJD 59477,66, étant donné que seul MeerKAT surveillait MAXI J1803–298 de manière systématique. La réapparition d'une émission synchrotron optiquement mince, associée à une incursion ponctuelle dans l'état intermédiaire, qui est l'état spectral d'origine des éjections discrètes (Corbel *et al.*, 2004 ; Fender *et al.*, 2004, 2009), suggère l'émission par MAXI J1803–298 d'un nouveau jet discret. Ce comportement est courant pour les binaires X : Brocksopp *et al.* (2001) et Tetarenko *et al.* (2017) observent ainsi une succession de pics radio associée à une succession d'éjections discrètes pour des binaires X effectuant des aller-retours sur la branche supérieure du diagramme intensité – dureté. De même, XTE J1859+226 présente plusieurs incursions rapides dans l'état intermédiaire, corrélées avec des pics radio caractéristiques de l'émission de jets discrets (Brocksopp *et al.*, 2002 ; Fender *et al.*, 2009). L'exemple le plus semblable à MAXI J1803–298 est encore une fois MAXI J1348–630 : Carotenuto *et al.* (2021a) observent une brève incursion dans l'état intermédiaire à partir de l'état mou (donc de la branche de gauche du HID, et non de la branche supérieure) 5 jours avant la date d'éjection calculée pour un jet discret détecté par la suite. Les observations effectuées sur le rapport de dureté et le flux radio de MAXI J1803–298 suggèrent donc fortement qu'une nouvelle composante discrète aurait été émise autour de MJD 59477, soit environ 127 jours après le premier pic radio associé à une éjection discrète lors de la transition d'état.

On observe en radio la signature du retour à l'état dur de MAXI J1803–298 à la fin de l'éruption. La source est de nouveau (parfois marginalement) détectée par MeerKAT, ATCA et le VLA ; on observe d'ailleurs un pic dans la courbe du VLA associé à un pic dans l'indice spectral et dans les flux X (malgré une forte diminution globale du flux X, comme l'on s'y attend lors du retour à l'état dur). Ce pic peut aussi être deviné dans la courbe ATCA, bien que la couverture observationnelle soit moins dense. L'indice spectral redevient positif et le rapport de dureté augmente fortement, signe que l'on est bien de retour dans l'état dur et que le jet compact, de spectre plat, est réapparu – cette réapparition progressive des jets compacts est attendue lors du retour à l'état dur (Miller-Jones *et al.*, 2012 ; Corbel *et al.*, 2013a ; Kalemci *et al.*, 2013 ; Russell *et al.*, 2014). On détecte MAXI J1803–298 dans l'état dur durant cinq semaines, puis la source, entrée en quiescence, devient trop faible pour être détectable. À notre connaissance, au moment de la rédaction de ce chapitre, MAXI J1803–298 n'a pas été détecté à nouveau depuis cette date.

En conclusion, on vient de décrire ici phénoménologiquement toute l'éruption de MAXI J1803–298 en radio et en X. Il s'agit dans l'ensemble d'une éruption classique, correspondant tout à fait à l'image globale de l'évolution d'un micro-quasar et de ses jets présentée au chapitre 2.



Dans la suite, on s’intéressera à la position de MAXI J1803–298 sur la corrélation radio – X, ainsi qu’aux jets discrets dont la courbe de lumière, et notamment les pics radio de la transition et de MJD 59477, suggèrent l’existence.

## 5.4 Corrélacion radio – X

On s’intéresse à la position de MAXI J1803–298 sur la corrélation radio – X présentée en section 2.3. Pour cela, on récupère l’intégralité des observations radio tous instruments confondus de MAXI J1803–298 dans l’état dur. Ayant manqué le début de l’éruption et la montée progressive en luminosité, on dispose d’une quantité limitée de données dans cet état : seulement trois observations avant la transition et dix observations après le retour à l’état dur (figure 5.2). Six de ces observations proviennent du VLA et sept de MeerKAT.

Pour tracer la corrélation, il faut disposer d’observations X qui soient simultanées à ces observations radio (c’est-à-dire réalisées à moins de 24h d’écart). Pour cela, on utilise nos données Swift, sauf pour la première observation du 4 mai 2021, car Swift a commencé à observer le 8 mai 2021. On récupère donc pour le 4 mai le flux NICER donné dans Bult *et al.* (2021). Malheureusement, MAXI J1803–298 n’était plus observable en X après le 6 novembre 2021, à cause de sa direction d’observation trop proche du Soleil. Nous n’avons donc pas pu utiliser les trois dernières détections MeerKAT (8, 14 et 19 novembre) pour la corrélation radio – X, ce qui nous laisse un total de dix observations radio utilisables.

Pour toutes ces observations sauf deux (sans compter celle du 4 mai déjà mentionnée ci-dessus), une observation Swift a été réalisée à moins de 24 h d’intervalle. Seules les observations VLA et MeerKAT du 7 mai 2021 n’avaient pas d’observation adaptée, Swift ayant commencé sa surveillance de la source plus de 24 h après. Nous avons donc interpolé le flux X aux dates d’observation radio, en utilisant le flux mesuré par Swift le 8 mai, et le flux mesuré par NICER le 4 mai.

Tous les flux X utilisés étaient déjà dans la bande d’énergie 1 – 10 keV. Le passage du flux X,  $S_X$ , exprimé en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , à la luminosité X,  $L_X$ , exprimée en  $\text{erg s}^{-1}$ , se fait grâce à la formule  $L_X = 4\pi D^2 S_X$ . Les flux radio mesurés sont d’abord tous ramenés à un flux radio  $S_\nu$  à 5 GHz en utilisant les indices spectraux calculés précédemment. On les convertit ensuite en luminosité radio  $L_R$  à 5 GHz avec la formule  $L_R = 4\pi D^2 \nu S_\nu$ .  $D$  est la distance de MAXI J1803–298 et  $\nu$  la fréquence des observations soit 5 GHz.

Néanmoins, la distance de MAXI J1803–298 n’est à l’heure actuelle pas connue. Certains auteurs (par exemple Chand *et al.*, 2022 ; Jana *et al.*, 2022 ; Mata Sánchez *et al.*, 2022) supposent par défaut que cette distance est 8 kpc, comme la majorité des microquasars se trouvent à proximité du centre galactique et que MAXI J1803–298 est dans la bonne direction (environ 4° du centre galactique). Au lieu de cette hypothèse, nous avons décidé de comparer trois distances possibles pour MAXI J1803–298 : 4 kpc, 8 kpc et 12 kpc. La galaxie faisant environ 16 kpc, nous échantillonnons ainsi les distances possibles : une distance « proche », une distance « centrale » et une distance « lointaine ». La figure 5.6 présente les points provenant de ces trois hypothèses.

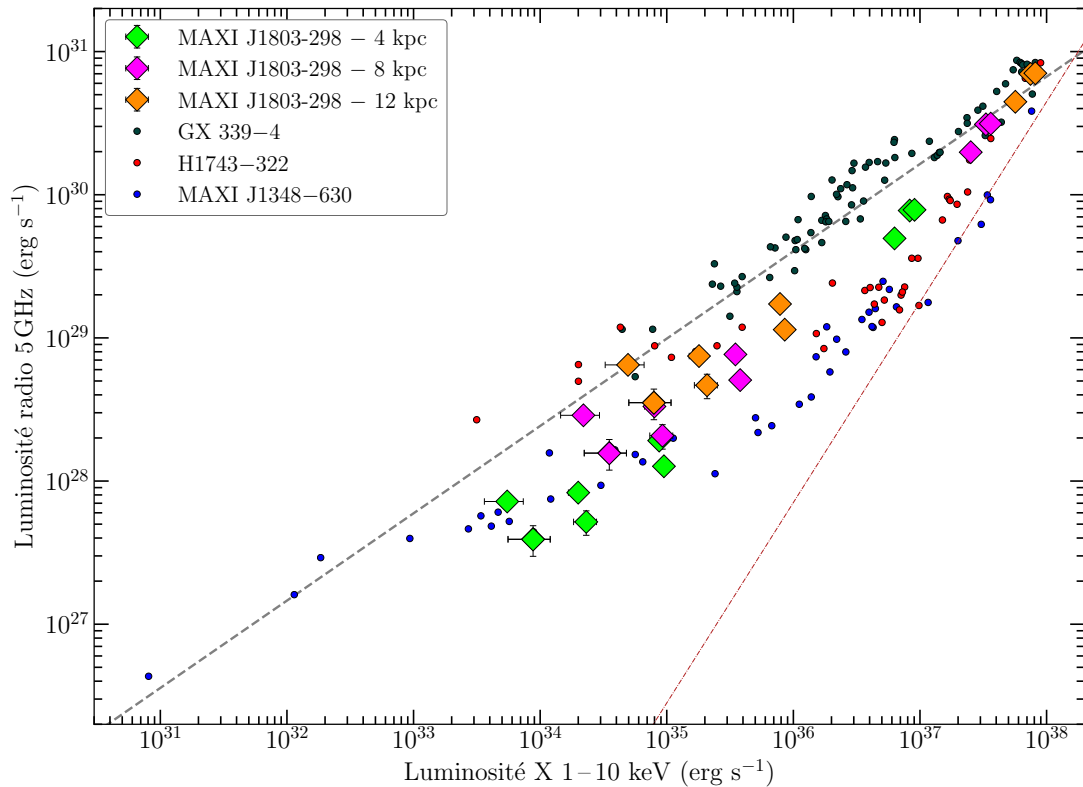


FIGURE 5.6 – Corrélation radio – X avec les valeurs obtenues pour MAXI J1803–298 pour trois distances différentes.

Les trois points situés au-delà de  $L_X \sim 4 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  sont les trois observations du début de l'éruption. Leur position élevée sur le graphe souligne bien qu'il nous manque toute la montée en flux de MAXI J1803–298. Les autres points correspondent au retour à l'état dur, avant la phase de quiescence. La dispersion est très importante pour ces points à flux relativement faible, ce qui rend difficile de déterminer le parcours exact de MAXI J1803–298 sur la corrélation.

La forme de la trajectoire de MAXI J1803–298 sur le graphe, quelle que soit la distance prise en compte, laisse quand même plutôt supposer que MAXI J1803–298 appartiendrait au groupe des anomalies (*outliers*), c'est-à-dire des sources qui ne suivent pas la corrélation de GX 339–4. En effet, l'éloignement d'une partie des points de la droite pointillée représentant cette corrélation rapproche la trajectoire de MAXI J1803–298 de celles de H1743–322 et MAXI J1348–630. C'est surtout vrai pour les points du retour à l'état dur, qui sont éloignés de la droite pointillée quelle que soit la distance, mais semblent s'en rapprocher à nouveau à luminosité minimale : cela ressemble fortement au comportement de MAXI J1348–630, une source de la branche des anomalies qui rejoint la corrélation standard à l'approche de la quiescence, en une corrélation que l'on qualifie d'« hybride » faute de savoir si elle correspond en fait à toutes les sources de la branche des anomalies (Carotenuto *et al.*, 2021b). Malheureusement, la faible quantité de points sur la corrélation pour MAXI J1803–298 ne permet pas de conclure de manière certaine à son appartenance au groupe des anomalies ; néanmoins, il s'agit pour l'instant de l'hypothèse la plus probable.

Le fait d’avoir tracé trois distances possibles pour MAXI J1803–298 nous permet d’essayer d’estimer l’ordre de grandeur le plus réaliste. La distance de 4 kpc semble peu probable, car les points provenant d’observations juste avant la transition entre l’état dur et l’état mou se retrouvent généralement tout en haut du graphique, sur la corrélation principale : voir par exemple les points de H1743–322 et GX 339–4 sur la figure 5.6. À l’inverse, les points de MAXI J1803–298 juste avant sa transition dans l’état dur pour la distance de 4 kpc ne sont pas sur la droite pointillée, et se trouvent beaucoup plus bas en flux radio et X. Si la distance de 4 kpc est correcte, cette position inattendue indiquerait que MAXI J1803–298 est un microquasar intrinsèquement moins brillant que les autres au maximum de l’état dur. De la même manière, on peut remarquer que les points proches de la quiescence se trouvent extrêmement bas sur le graphe pour la distance de 4 kpc, dans une zone marquée par un faible nombre d’observations réalisées, en raison d’une sensibilité insuffisante (seule MAXI J1348–630 a pu être observée à des luminosités si basses). Il semble peu probable, vu la qualité acceptable mais pas exceptionnelle de nos données radio, avec uniquement 15 minutes sur source, que l’on ait détecté MAXI J1803–298 à des luminosités si difficilement atteignables pour les autres sources. On peut donc supposer que MAXI J1803–298 se situe plus loin que 4 kpc, et les distances de 8 kpc voire 12 kpc semblent en effet plus raisonnables : les points juste avant la transition vers l’état mou se situent bien sur la corrélation principale, les points proches de la quiescence retournent vers la corrélation principale et sont situés dans une zone où on l’a déjà observé beaucoup de microquasars... Ce dernier argument favorise d’ailleurs 12 kpc par rapport à 8 kpc, puisque les points à cette distance suivent parfaitement la corrélation type établie par H1743–322, même si cette constatation ne peut servir de preuve formelle. Shidatsu *et al.* (2022) suggèrent que la distance de MAXI J1803–298 est probablement supérieure à 6 kpc, peut-être même supérieure à 11 kpc, grâce à des considérations sur l’orbite circulaire interne la plus stable (innermost stable circular orbit, ISCO) et la luminosité maximale de la source et suivant son inclinaison. Ils soulignent aussi que la densité de colonne  $N_H \sim 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  mesurée par NICER vaut environ la valeur obtenue pour la galaxie entière par le relevé HI4PI (HI4PI Collaboration *et al.*, 2016), suggérant fortement que MAXI J1803–298 est une source lointaine. Cette analyse, totalement indépendante de nos considérations sur la corrélation radio – X mais aboutissant à la même conclusion, nous pousse à considérer dans la suite que  $D \geq 8 \text{ kpc}$  pour MAXI J1803–298.

## 5.5 Considérations sur les jets discrets

Les réflexions menées plus haut montrent que MAXI J1803–298 a très probablement émis des jets discrets au moment de sa transition entre l’état dur et l’état mou (ce qui est confirmé par une étude VLBI en cours de rédaction). En effet, le pic de luminosité radio observé et l’évolution de l’indice spectral suggèrent l’émission de plasma produisant un rayonnement synchrotron optiquement mince. La détection continue pendant presque 8 semaines d’un rayonnement radio dans l’état mou – donc en l’absence de jets compacts – milite elle aussi en faveur de

la présence de jets discrets rayonnant selon un spectre synchrotron optiquement mince jusqu'à leur passage sous le seuil de détectabilité (Fender *et al.*, 2009).

On s'est donc intéressé à la position de MAXI J1803–298, le but étant de détecter un éventuel mouvement propre lié à l'éjection de jets discrets. En effet, comme cela sera illustré dans les chapitres suivants avec MAXI J1820+070 ou XTE J1748–288, les jets discrets de microquasars s'éloignent progressivement du cœur après leur émission.

Les positions de la source émettrice de rayonnement radio – le cœur de MAXI J1803–298 ou les jets, suivant le moment dans le sursaut – sont relevées en même temps que le flux au cours de l'ajustement des images par CASA. On peut donc étudier à la fois l'évolution des coordonnées absolues (ascension droite et déclinaison) de la source radio, mais aussi calculer sa distance par rapport à une position de référence.

Nous avons la chance de disposer d'une position de référence extrêmement précise, puisque MAXI J1803–298 a été observée en interférométrie à très longue base (VLBI) au tout début de son éruption, le 19 mai 2021. La source étant déjà dans l'état mou, on peut s'interroger sur la fiabilité de cette position : on détecte déjà les jets discrets et on ne voit plus le jet compact, donc la position n'est peut-être pas celle du cœur. Néanmoins, on est seulement 5 jours après le début de l'état mou : les jets n'ont donc pas pu se déplacer sur une grande distance – à titre d'illustration, le jet de MAXI J1348–630, le plus rapide connu à l'heure actuelle et émis par un microquasar proche (à 2,2 kpc), parcourt 0,54 secondes d'arc en 5 jours (Carotenuto *et al.*, 2021a).

De plus, on dispose aussi d'une position donnée par l'observation VLA du 7 mai 2021, qui est certes moins précise, mais qui a été prise avant la transition dans l'état mou. Le VLA ayant observé à 5 et 7 GHz, on moyenne les deux positions obtenues, pour avoir une position de référence VLA :  $18^{\text{h}}03^{\text{m}}02,791\text{s} \pm 0,002\text{s}$  ;  $-29^{\circ}49'50,516'' \pm 0,090''$ . Néanmoins, cette position n'est pas en accord avec la position VLBI ni avec la position Swift/UVOT (Gropp *et al.*, 2021) – ces deux positions coïncidant parfaitement dans les limites de leurs précisions différentes – et présente avec elles un écart d'environ une seconde d'arc en déclinaison. Lors de l'observation VLA du 11 mai, au tout début de l'état intermédiaire donc avant tout mouvement possible des jets discrets, l'écart en déclinaison est similaire mais en sens opposé, signe que la position VLA n'est probablement pas fiable (probablement car l'observation a eu lieu en configuration D, avec un faisceau reconstruit fortement allongée en déclinaison). On va donc garder comme position de référence les positions Swift/UVOT et VLBI qui coïncident, et donc la position VLBI plus précise, qui est  $18^{\text{h}}03^{\text{m}}02,79178\text{s}$  ;  $-29^{\circ}49'49,41220''$ .

On trace donc sur la figure 5.7 l'évolution de la position de MAXI J1803–298 par rapport à sa position VLBI. Les positions utilisées sont celles relevées sur les images déconvoluées avec le paramètre robust -2, pour un maximum de précision.

On remarque immédiatement une dispersion forte des derniers points de la figure, qui correspondent aux détections marginales de MAXI J1803–298 juste avant son retour en quiescence. Cette dispersion est explicable par le flux faible de la source, qui rend l'ajustement beaucoup moins précis. De plus, dans une

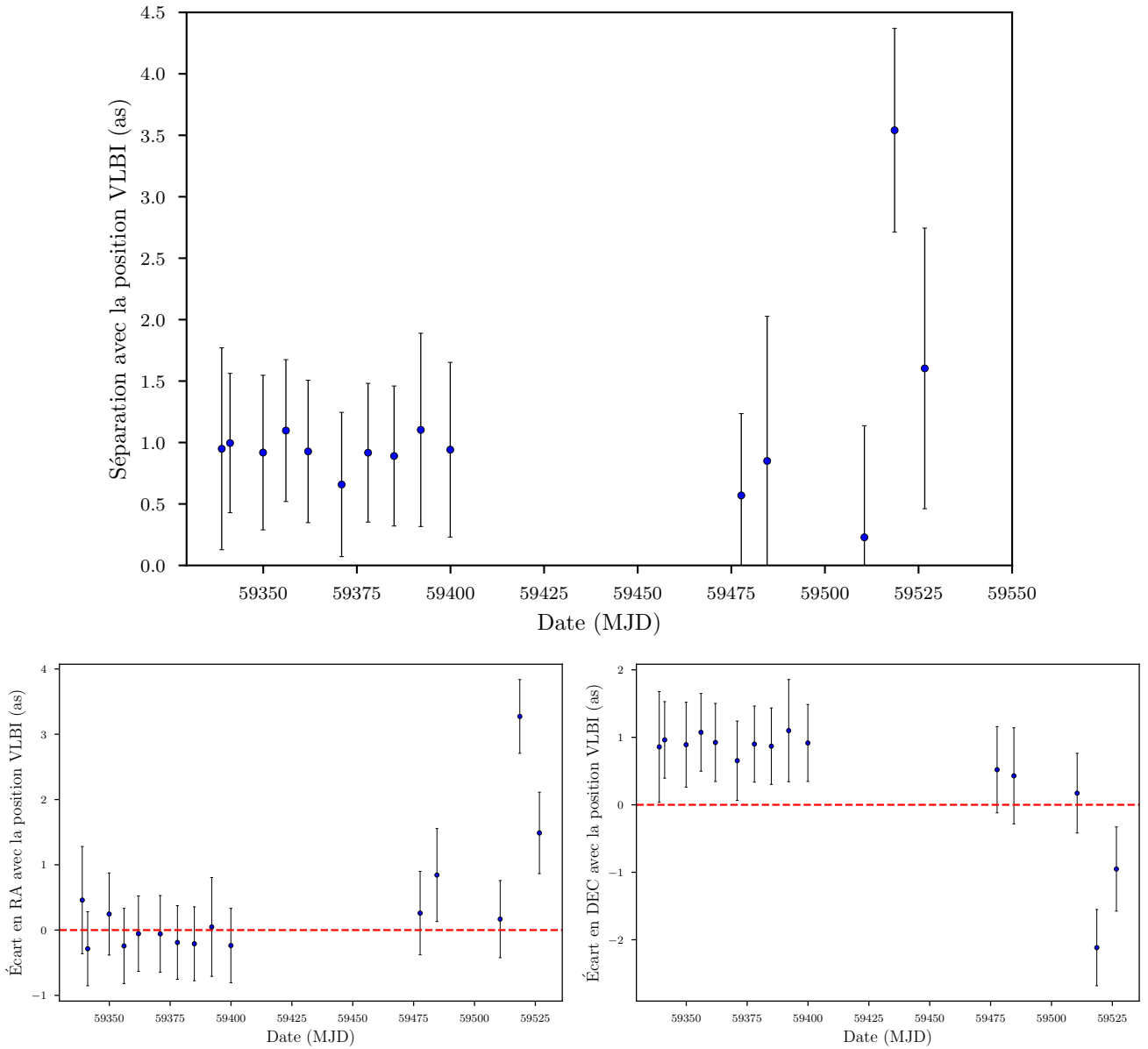


FIGURE 5.7 – Séparation angulaire avec la position VLBI au cours du temps. La position VLA non retenue comme position de référence serait environ une seconde d’arc au-dessus des observations en déclinaison, c’est-à-dire deux secondes d’arc au-dessus du trait rouge symbolisant la position VLBI.

étude interne à ThunderKAT, Andrew Hughes a démontré que l’astrométrie de MeerKAT était très peu fiable quand la source était détectée à moins de  $5\sigma$ . On ne s’attarde donc pas sur les points après le retour à l’état dur.

On se concentre donc uniquement sur les dix premiers points, qui correspondent aux détections dans l’état dur et au début de l’état mou, jusqu’à la disparition du flux radio. D’après la figure 5.2, on est dans l’état mou dès MJD 59348,75, et les positions relevées à partir de cette date sont donc des positions du jet. Néanmoins, on ne voit aucun mouvement sur le graphe 5.7, et la séparation angulaire reste constante à environ 1 seconde d’arc.

On va donc se pencher sur deux aspects dans la suite : cette valeur de séparation, qui est inattendue puisqu'on la rencontre dès la première observation radio, et l'absence de mouvement visible des jets discrets.

### ***Offset constant ?***

Comme observé préalablement, on relève une séparation angulaire constante à environ 1 seconde d'arc entre la position mesurée avec MeerKAT et la position VLBI. Ceci pose problème car les deux premiers points correspondent à MAXI J1803–298 dans l'état dur ; or on ne devrait pas avoir d'écart de position entre le jet compact observé par MeerKAT et la position VLBI.

J'ai donc cherché la raison de cet *offset* constant. Pour cela, on peut voir dans les deux panneaux du bas de la figure 5.7 la séparation angulaire décomposée en écarts en ascension droite et en déclinaison. On ne note aucun problème particulier d'*offset* en ascension droite, par contre l'écart d'une seconde d'arc est retrouvé à l'identique en déclinaison.

Plusieurs essais de recalibration des données et d'étude des différentes étapes n'ont pas permis de trouver d'erreur. La cause de cet *offset* a finalement été découverte par discussion au sein de ThunderKAT : une de ses sources présentait le même *offset* inexplicé, or elle était située à proximité de MAXI J1803–298 et utilisait donc le même calibrateur de phase J1830–3602.

On a pu confirmer que le calibrateur était responsable de cet *offset* général du champ de vue grâce à une observation du champ de MAXI J1803–298 effectuée le 18 décembre 2021, et calibrée en parallèle avec J1830–3602 et un autre calibrateur, J1833–2103. MAXI J1803–298 n'était plus détectable à cette date et n'a donc pas pu servir de témoin de la disparition de l'*offset* ; nous avons donc utilisé PyBDSF pour comparer les positions des sources de référence entre les deux images. Malheureusement l'effet correctif n'est pas parfait, probablement car certaines des sources de référence sont trop faibles (et donc rencontrent des problèmes d'astrométrie) ; toutefois, sur les sources les plus brillantes, on voit bien un décalage de position en déclinaison d'environ une seconde d'arc en fonction du calibrateur de phase utilisé.

Finalement, le problème causé par ce calibrateur a été signalé aux équipes de MeerKAT, mais je n'ai pas corrigé les images de MAXI J1803–298. En effet, on pourrait décaler toutes les images de l'*offset* moyen par rapport à la position VLBI, mais il s'agit d'une correction après coup qui ne serait peut-être pas parfaitement exacte. De plus, reconstruire de nouvelles images avec cette correction appliquée aux données n'apporterait rien au niveau scientifique, puisque le décalage créé par le calibrateur de phase est très probablement constant. On garde donc les images avec ce décalage connu.

### **Absence de mouvement ?**

Maintenant que l'on a éliminé le problème du décalage d'une seconde d'arc par rapport aux positions attendues, on peut s'intéresser aux positions relatives des dix premières observations. Et en l'occurrence, on remarque que cette position

reste constante : on ne voit pas de mouvement de la source émettrice de radio par rapport à la position VLBI. Cela signifie donc que, même si l'on observe clairement l'émission radio des jets, ils semblent immobiles sur une période d'une cinquantaine de jours (entre MJD 59350 et 59400 environ).

On est obligé d'envisager l'hypothèse que l'*offset* créé par J1830–3602 ne soit en fait pas constant et compense exactement le mouvement des jets, mais cette hypothèse a été rejetée comme vraiment trop improbable. Ayant travaillé précédemment sur les jets de MAXI J1820+070, dont le mouvement au cours du temps est clairement visible (voir le chapitre suivant), je me suis interrogée sur les raisons pouvant expliquer cette absence de mouvement apparent des jets, alors que de nombreux signes concordants suggèrent leur émission.

On sait que MAXI J1803–298 est une source de forte inclinaison. Malgré le fait que les jets d'un microquasar ne soient pas forcément alignés avec son disque (Maccarone, 2002 ; Poutanen *et al.*, 2022), il est peu probable qu'il y ait, alors que le disque est vu sur la tranche, un désalignement tel que les jets se retrouveraient dirigés en direction de l'axe de vue de la Terre (ou à proximité de celui-ci), expliquant une absence de mouvement apparent.

Ceci signifie aussi que les éventuels jets de MAXI J1803–298 ne bénéficient probablement pas de l'effet Doppler de manière significative. Le cas de MAXI J1348–630, dont le flux radio reçu du jet est multiplié par  $\sim 16$  par effet Doppler (Carotenuto *et al.*, 2022b), facilitant ainsi grandement sa détection, n'est donc pas transposable au jet approchant de MAXI J1803–298. Mais cette absence d'effet Doppler significatif due à l'inclinaison ne pourrait expliquer qu'une non-détection totale du jet de MAXI J1803–298, et pas simplement une absence de mouvement apparent alors que le flux radio est effectivement détecté dans l'état mou de MAXI J1803–298 : cette piste ne correspond pas à notre cas et ne peut pas expliquer l'absence de mouvement apparent.

On peut aussi s'interroger sur la possibilité que les jets se déplacent en fait dans la réalité, mais que ce mouvement ne soit pas détecté avec MeerKAT (ni avec ATCA, car Tom Russell n'observe pas de mouvement non plus – malheureusement aucune observation VLBI n'a eu lieu à une date plus tardive, à notre connaissance). Dans la suite, on va essayer d'estimer le mouvement apparent sur le plan du ciel que pourrait avoir un jet de MAXI J1803–298. Cette estimation sera forcément très grossière, étant donné le nombre important d'inconnues : distance de MAXI J1803–298, inclinaison des jets, vitesse des jets... On va donc estimer le déplacement apparent que pourrait avoir un jet au bout de 50 jours et le comparer avec la résolution de MeerKAT. Faute d'une idée de la vitesse réelle du jet de MAXI J1803–298, on va considérer que c'est la même vitesse intrinsèque  $v$  que le jet de MAXI J1348–630. Étant donné qu'il s'agit du jet de microquasar le plus rapide connu à l'heure actuelle, cette valeur est probablement surestimée. Le mouvement apparent du jet de MAXI J1348–630 est d'environ 5,5 secondes d'arc en 50 jours pendant sa phase balistique (Carotenuto *et al.*, 2022b). Notons  $\mu_1$  la vitesse angulaire du jet de MAXI J1348–630, on a alors  $\mu_1 = 110 \text{ mas j}^{-1}$ . De plus, on a  $d_1 = 2,2 \text{ kpc}$  la distance de MAXI J1348–630. Pour des raisons de simplification, on ne va pas

considérer du tout l'inclinaison des jets dans ce calcul. On note  $d_2$  la distance de MAXI J1803–298 et  $\mu_2$  la vitesse apparente de son jet, que l'on observerait pour un jet se déplaçant à la vitesse intrinsèque  $v$  à la distance  $d_2$ . Tous les angles considérés dans le calcul étant très petits, on peut approximer leur tangente par leur valeur. On a donc  $\mu_1 = \frac{v}{d_1}$  et  $\mu_2 = \frac{v}{d_2}$ , donc  $\mu_2 = \mu_1 \frac{d_1}{d_2}$ . Pour  $d_2 = 8$  kpc, on obtient  $\mu_2 = 30$  mas  $\text{j}^{-1}$ , et pour  $d_2 = 12$  kpc,  $\mu_2 = 20$  mas  $\text{j}^{-1}$ . Sur 50 jours, cela représente des déplacements apparents de 1,5 seconde d'arc et 1 seconde d'arc, respectivement. Or les images MeerKAT ont des pixels de 1,5 seconde d'arc de large. De plus, le faisceau varie entre 5,74 et 7,74 secondes d'arc sur nos images ; il s'agit du diamètre de la gaussienne (circulaire, car `oxkat` impose un faisceau reconstruit circulaire par défaut) ajustée à la source pour mesurer son flux. On attend donc un déplacement total du jet – donc du pic de la gaussienne – de moins d'un pixel sur les 50 jours d'observation. Les ajustements CASA sont beaucoup plus précis dans la position renvoyée que la dimension d'un pixel, mais un pixel étant à un niveau de flux uniforme, la résolution d'un ajustement ne peut de facto pas être beaucoup plus précise qu'un pixel de l'image. Cela explique donc l'absence de déplacement apparent du jet : MeerKAT ne dispose pas de la résolution nécessaire pour l'observer. On ne peut donc pas étudier la cinématique et la trajectoire du ou des jets de MAXI J1803–298 dont on détecte le flux dans l'état mou. Bien sûr, il faut garder en tête que toutes les valeurs présentées ici sont des ordres de grandeur : on a négligé l'inclinaison des jets, or ils sont probablement vus davantage « de profil » pour MAXI J1803–298 que pour MAXI J1348–630 ; en outre, on a introduit une erreur importante en estimant que les jets de ces deux sources avaient la même vitesse, alors que MAXI J1348–630 est célèbre pour ses jets particulièrement rapides dans le monde des microquasars.

En conclusion, le microquasar MAXI J1803–298 a présenté un sursaut en définitive assez classique : on observe bien les jets compacts en radio, même si la transition vers l'état mou a lieu très peu de temps après la découverte de la source. Les jets compacts sont alors éteints, et un pic radio lors de la transition vers l'état mou révèle l'émission de jets discrets. On observe alors plusieurs pics radio successifs, qui pourraient être liés à des chocs – soit internes à ce jet discret, soit avec le milieu interstellaire –, puis un nouveau pic radio associé à une seconde éjection discrète lors d'une brève incursion dans l'état intermédiaire. Malheureusement, la grande distance de MAXI J1803–298, supérieure à 8 kpc, et la résolution limitée des instruments radio empêchent non seulement de résoudre les jets discrets mais aussi d'observer le moindre mouvement propre pour la source radio dans l'état mou : une étude plus poussée des jets discrets est donc impossible pour cette source. MAXI J1803–298 vient toutefois s'ajouter à l'ensemble des sources ayant présenté des éjections discrètes au cours de leur sursaut, ce qui laisse penser, quoique le nombre de détections résolues soit limité par les contraintes observationnelles, que cela pourrait être la norme pour tous les microquasars.



---

## JETS RELATIVISTES DU MICROQUASAR MAXI J1820+070

---

### 6.1 Source émettrice de jets radio

#### MAXI J1820+070

MAXI J1820+070, aussi connu sous le nom ASASSN-18ey (Tucker *et al.*, 2018), est un microquasar découvert en optique le 6 mars 2018 par le *All-Sky Automated Survey for Supernovae* (ASAS-SN; Shappee *et al.*, 2014; Kochanek *et al.*, 2017). Une contrepartie brillante dans les rayons X a ensuite été découverte par le télescope MAXI (*Monitor of All-Sky X-ray Image*, à bord de la Station Spatiale Internationale; Matsuoka *et al.*, 2009) le 11 mars 2018 (Denisenko, 2018; Kawamuro *et al.*, 2018). Les réactions à l’alerte MAXI ont été particulièrement rapides pour cette source : par exemple, Swift a détecté MAXI J1820+070 seulement quelques heures après sa détection initiale par MAXI (Kennea *et al.*, 2018). Cela a ensuite entraîné le déclenchement en cascade d’autres télescopes ; ainsi, le télescope radio AMI-LA a détecté MAXI J1820+070 environ 1h30 après la détection Swift (Bright *et al.*, 2018). Il s’agit de la détection la plus rapide ayant eu lieu pour une binaire X nouvellement découverte (Bright *et al.*, 2020).

Comme l’illustre la quantité importante d’*Astronomer Telegrams* se rapportant à cette source, auxquels nous renvoyons le lecteur intéressé, le sursaut de 2018 de MAXI J1820+070 a été suivi sur l’ensemble du spectre électromagnétique. Il s’est révélé conforme au sursaut typique attendu d’une binaire X, durant environ un an, jusqu’en février 2019 (Russell *et al.*, 2019a) ; MAXI J1820+070 a ensuite présenté trois sursauts secondaires, en mars 2019, août 2019 et février 2020 (Hamsch *et al.*, 2019; Ulowetz *et al.*, 2019; Adachi *et al.*, 2020). La source est ensuite restée relativement active, puisque de nouveaux débuts de sursauts ont été détectés en mars 2021 dans les rayons X et en mars 2022 en radio. Le suivi du premier sursaut de 2018 en optique et en rayons X a permis de conclure que l’objet compact de MAXI J1820+070 était un candidat trou noir (Baglio *et al.*, 2018; Uttley *et al.*, 2018). Sa nature a ensuite été confirmée par une étude de la fonction de masse du système (Torres *et al.*, 2019, 2020), qui a permis de conclure à la présence d’un trou noir de masse  $M_{\text{BH}} = 8,48_{-0,72}^{+0,79} M_{\odot}$ . À cette occasion, il a aussi été déterminé que la période orbitale du système valait environ 16,5 heures (Torres *et al.*, 2019).

MAXI J1820+070 fait partie des microquasars les plus brillants : sa luminosité X  $L_X$  a atteint environ  $0,15 L_{\text{Edd}}$  au pic du sursaut d’après Atri *et al.*, 2020.

Il s’agit d’une source relativement proche, puisque des mesures de parallaxe radio ont permis de contraindre précisément sa distance à  $2,96 \pm 0,33$  kpc (Atri *et al.*, 2020).

## Détection de jets radio

Concentrons-nous maintenant sur les observations de MAXI J1820+070 dans le domaine radio. Sa proximité relative et sa nature brillante ont permis d’en effectuer un suivi dense et régulier. Au sein de ThunderKAT, ce suivi a été mené par Joe Bright pendant plus de 200 jours, et a permis de rassembler des données MeerKAT, mais aussi AMI-LA, eMERLIN et VLA, obtenues grâce à différentes propositions d’observations (Bright *et al.*, 2020).

Ce suivi a permis de découvrir l’émission par MAXI J1820+070 de jets discrets durant la transition de l’état dur à l’état mou. Ces jets, visibles sur la figure 6.1, ont donc été observés en détail au cours du temps, et ont montré une longévité assez exceptionnelle. De plus, Bright *et al.* (2020) ont prouvé que ces jets étaient relativistes.

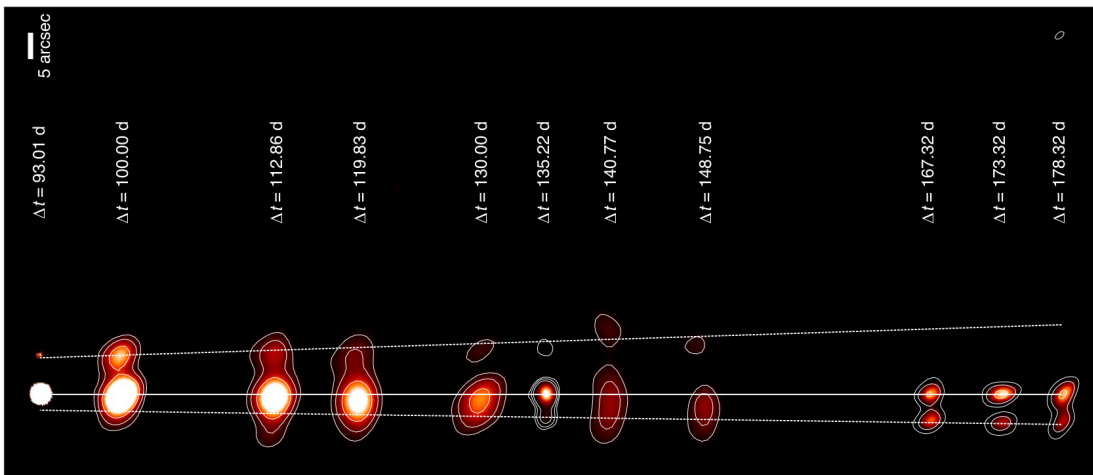


FIGURE 6.1 – Jets radio de MAXI J1820+070 observés par eMERLIN, MeerKAT et le VLA. Figure extraite de Bright *et al.* (2020).

Ces deux propriétés font que les jets discrets de MAXI J1820+070 présentent un intérêt particulièrement important pour l’étude des jets larges émis par les microquasars lors de leurs transitions d’état. En réaction à cette découverte, nous avons donc voulu effectuer une étude poussée de ces jets, notamment en nous intéressant à leur éventuelle contrepartie dans les rayons X. En effet, au moment de la détection des jets de MAXI J1820+070 – soit un peu avant le début de ma thèse –, les jets larges radio étaient déjà bien connus, et des contreparties très énergétiques à ces jets avaient pu être observées dans les rayons X pour deux sources, XTE J1550–564 (Corbel *et al.*, 2002; Kaaret *et al.*, 2003a; Tomsick *et al.*, 2003; Wang *et al.*, 2003; Hao & Zhang, 2009; Steiner & McClintock, 2012; Migliori *et al.*, 2017) et H1743–322 (Corbel *et al.*, 2005; Hao & Zhang, 2009; Steiner *et al.*, 2012). Le lecteur est invité à se référer à la section 6.6 pour une présentation plus détaillée des résultats obtenus pour ces deux sources.

Les études citées ci-dessus ont révélé que les jets discrets relativistes de microquasars peuvent être assez énergétiques pour être détectables dans les rayons X. Pour les deux sources historiques XTE J1550–564 et H1743–322, il a été conclu que les jets étaient devenus visibles dans les rayons X lors d’interactions avec le milieu interstellaire, au cours desquelles des chocs ont accéléré les particules des jets, entraînant l’émission de rayons X. Cette découverte a soulevé la question de la fréquence de survenue de ces interactions : les jets larges émis par les microquasars sont-ils souvent (sinon toujours) détectables dans les rayons X à un moment de leur vie ? Au contraire, ces interactions sont-elles rares ? Ou enfin, est-il possible qu’elles soient fréquentes mais que les jets soient rarement observables dans les rayons X pour des raisons observationnelles ? Nous essaierons de donner des éléments de réponse à ces questions dans la section 6.6. Pour l’heure, revenons au moment de la découverte des jets larges de MAXI J1820+070 en radio : la nécessité d’avoir plus d’éléments pour répondre à ces questions et le caractère exceptionnel en longévité et luminosité des jets discrets de MAXI J1820+070 ont conduit à rechercher si ces jets étaient détectables dans les rayons X. Nous avons donc déclenché une proposition d’observation Chandra sur la source d’opportunité MAXI J1820+070 pour tenter de détecter ses jets dans les rayons X.

## 6.2 Campagne d’observation Chandra

### Présentation des données utilisées

Notre proposition d’observation Chandra (PI : Stéphane Corbel) concernait ce que l’on appelle des « sources d’opportunité » : cela signifie qu’elle avait été acceptée en avance et qu’elle pouvait être déclenchée quand un microquasar d’intérêt était observable. L’instrument ACIS-S de Chandra (section 4.1) étant très sensible, le cœur du microquasar doit être peu lumineux pour que la source soit considérée observable, afin d’éviter d’aveugler ACIS – ce qui rendrait impossible toute détection de jets. Pour MAXI J1820+070, cela a nécessité d’attendre jusqu’en novembre 2018, alors que les jets avaient été émis début juillet 2018. On souligne ici que, la luminosité des jets diminuant au cours du temps, il est possible qu’ils soient passés sous le seuil de détection de Chandra le temps que le cœur devienne assez peu lumineux pour que l’on débute les observations. C’est ce problème de calendrier qui a récemment empêché de tenter l’observation des jets discrets de MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2021a) avec Chandra : malgré des jets radio prometteurs, le cœur n’est jamais devenu assez peu lumineux pour programmer une observation.

La situation s’est révélée plus favorable pour MAXI J1820+070, puisque, malgré un fort empilement de photons issus du cœur du microquasar (*pile-up*, signature d’une luminosité élevée) lors de l’observation de novembre 2018, le détecteur n’était pas aveuglé et les jets ont pu être détectés. Un total de cinq observations a donc été réalisé sur une période de 8 mois, de novembre 2018 à juin 2019, avec l’instrument ACIS, plus précisément la puce S3 (Townesley *et al.*, 2000). Les observations de novembre 2018 et février 2019 ont été effectuées grâce à la proposition d’observation de Stéphane Corbel, et les observations de mai 2019 et juin

2019 nous ont été fournies par Elena Gallo. En complément des deux premières observations Chandra, nous avons pu obtenir des observations quasi-simultanées – réalisées à 5 jours d’écart au maximum – avec MeerKAT et le VLA, ce qui nous a permis d’espérer mesurer à la fois la luminosité radio et la luminosité X des jets. Avec MeerKAT, nous avons obtenu 45 minutes d’observation en novembre 2018 et 15 minutes en février 2019. Les observations VLA ont été réalisées en bande C ; nous avons obtenu 30 minutes d’observation en novembre 2018, lorsque le télescope était en configuration D, et 38 minutes en février 2019, lorsque le télescope était en configuration C.

Toutes les observations utilisées au cours de cette étude sont résumées en détail dans le tableau 6.1.

TABLEAU 6.1 – Observations Chandra, MeerKAT et VLA de MAXI J1820+070.

Obs. n°	ObsId	Chandra	Sous-réseau	Durée (ks)	MeerKAT	VLA
		jj/mm/aa (MJD)			jj/mm/aa (MJD)	jj/mm/aa (MJD)
1	20207	13–14/11/18 (58436,0)	1/4	30	13/11/18 (58435,7)	09/11/18 (58431,9)
2	20208	04/02/19 (58518,7)	1/4	20	01/02/19 (58515,2)	02/02/19 (58516,7)
	22080	05/02/19 (58519,2)	1/4	20		
3	21203	24/05/19 (58627,5)	1/8	12	...	...
4	21204	02–03/06/19 (58636,9)	1/8	28	...	...
5	21205	11/06/19 (58645,5)	1/8	65	...	...

Les données Chandra, MeerKAT et VLA ont été réduites conformément à ce qui a été présenté au chapitre 4. L’analyse des données X a été réalisée avec la version 4.11 du logiciel *Chandra Interactive Analysis of Observation* (CIAO ; Fruscione *et al.*, 2006), à l’aide de la version 4.8.4.1 des fichiers de calibration CALDB. J’ai d’abord exécuté le script `chandra_repro` pour retraiter les observations ; j’ai ensuite appliqué quelques étapes supplémentaires pour supprimer la traînée de lecture (*readout streak*) visible sur l’observation de novembre 2018, et j’ai regroupé les deux observations de février 2019. Ensuite, toutes les observations ont été filtrées pour ne garder que les événements dans la bande d’énergie 0,3 – 8 keV. Finalement, le script `fluximage` a été utilisé pour créer les images X, avec des pixels de 0,492 seconde d’arc.

Il convient de remarquer une caractéristique des observations Chandra : elles ont toutes été réalisées en utilisant un sous-réseau du capteur (*subarray mode*),

c’est-à-dire une fraction comprise entre  $\frac{1}{4}$  et  $\frac{1}{8}$  du capteur de base (tableau 6.1). Ceci a pour but de limiter au maximum le phénomène d’empilement (*pile-up*) provoqué par les sources brillantes, en l’occurrence le cœur du microquasar. Malgré cette précaution, l’observation de novembre 2018 présentait un taux d’empilement assez conséquent, entre 47 % et 49 %. Cette valeur est mesurée en ajustant le spectre extrait après le traitement avec l’application Sherpa (interne à CIAO) : j’ai utilisé un modèle simple de la forme `pile-up × absorption (loi de puissance + disque comme un ensemble de corps noirs)` (soit, en syntaxe Sherpa, `jdppileup.jdp(xstbabs.abs1*(powlaw1d.p1+xsdiskbb.d1))`). Le taux d’empilement dérivé de ce modèle, une fois ajusté aux données, est variable selon les valeurs initiales données au modèle et la statistique d’ajustement utilisée ( $\chi^2$ , cstat etc.), d’où la fourchette de 47 % à 49 % d’empilement de photons.

Les données MeerKAT et VLA ont aussi été réduites conformément aux standards présentés au chapitre 4. Dans les deux cas, j’ai utilisé le logiciel *Common Astronomy Software Applications* (CASA) version 5.1.1-5 (McMullin *et al.*, 2007). J’ai utilisé 3C286 comme calibrateur de flux et J1824+044 comme calibrateur de phase pour le VLA, et PKS B1934-638 comme calibrateur de flux et J1733-1304 comme calibrateur de phase pour MeerKAT. Les images ont été produites à partir des données calibrées en utilisant, au sein de CASA, l’algorithme CLEAN développé par Högbom (1974), et une pondération *robust* de -0,7 (Briggs, 1995). Conformément aux résolutions attendues, j’ai choisi des pixels de 1,5 seconde d’arc pour les images MeerKAT. Pour permettre une analyse spectrale, j’ai divisé les données VLA en deux bandes de 16 fenêtres spectrales, centrées sur 5 GHz et 7 GHz respectivement, et j’ai reconstruit des images de ces deux bandes séparément. J’ai donc choisi des pixels de 2,5 secondes d’arc et 1,6 seconde d’arc respectivement en configuration D, et 0,7 seconde d’arc et 0,5 seconde d’arc en configuration C.

## Détection des sources

L’outil `wavdetect` de CIAO a été utilisé pour la détection des sources X dans les observations Chandra. Trois sources alignées dans un rayon de 30 secondes d’arc autour de la position de MAXI J1820+070 sont détectées dans les observations de novembre 2018 et février 2019. L’angle entre la droite formée par les sources alignées et le nord est de  $25,1 \pm 1,4$  degrés. La position de la source centrale est cohérente avec la meilleure position connue pour MAXI J1820+070 ; on en déduit donc qu’il s’agit du cœur du microquasar. Les deux autres sources se déplacent entre novembre 2018 et février 2019. Dans les observations de mai 2019 et du 11 juin 2019, deux sources seulement sont détectées : l’une des deux correspond toujours au cœur de MAXI J1820+070, et l’autre est située au nord de celui-ci, plus loin que dans les images précédentes. Enfin, dans l’observation du 2 juin 2019 (observation 4), seule une source correspondant à la position du cœur est détectée. Le nombre de photons pour chacune des sources est indiqué dans le tableau 6.2, qui présente également la signification statistique des détections fournie par `wavdetect`.

TABLEAU 6.2 – Nombre de photons pour les détections effectuées par `wavdetect`, avec la signification statistique entre parenthèses.

Détection	Obs. 1	Obs. 2	Obs. 3	Obs. 4	Obs. 5
Jet nord	$179 \pm 14$ (46)	$36 \pm 6$ (16)	$6,8 \pm 2,6$ (3,5)	...	$11 \pm 3$ (4,9)
Cœur	$27\,213 \pm 165$ (2\,537)	$1\,980 \pm 446$ (595)	$553 \pm 24$ (244)	$910 \pm 30$ (345)	$2\,154 \pm 46$ (579)
Jet sud	$198 \pm 14$ (43)	$15 \pm 5$ (4,2)	...	...	...

On déduit des constatations précédentes que le cœur du microquasar MAXI J1820+070 est détecté dans les cinq observations. Ce n'est pas inattendu car, lors de ces observations, MAXI J1820+070 est encore en éruption, avec un flux décroissant et faible mais aussi des réveils secondaires en mars et août 2019. Il n'a donc pas atteint un état de quiescence tellement faible que Chandra ne pourrait pas le détecter.

De plus, les sources au nord et au sud correspondent parfaitement aux jets relativistes observés en radio par Bright *et al.* (2020) : il s'agit de sources s'éloignant du cœur, parfaitement alignées avec celui-ci, et dont les positions coïncident avec les observations radio de Bright *et al.* (2020). On en déduit donc que l'on détecte dans les observations 1, 2, 3 et 5 ce que l'on nommera dans la suite le « jet nord », et dans les observations 1 et 2, le « jet sud » .

La figure 6.2 présente les images Chandra obtenues pour les observations où les jets sont détectés.

On note différents aspects intéressants sur ces images. Le jet sud est parfaitement détecté en novembre 2018, mais seulement marginalement en février 2019, les impacts de photons étant épars. L'œil humain est ici supérieur à `wavdetect`, qui ne détecte pas l'intégralité du jet sur l'image présentée. Pour confirmer la détection et en mesurer le degré de signification statistique, je regroupe les pixels par classe de taille 4 ; `wavdetect` détecte alors le jet sud en février 2019 avec une signification de 4,2. On n'atteint pas le seuil de  $5\sigma$  nécessaire pour une détection incontestable n'ayant besoin d'aucun autre élément pour la corroborer ; néanmoins, la détection à l'œil, le fait que la source marginale forme encore une fois une ligne parfaite avec le cœur et le jet nord – ligne qui présente le même angle par rapport au nord qu'en novembre 2018 – et le fait que sa position correspond bien à un éloignement progressif du cœur permettent de confirmer qu'il s'agit bien d'une détection du jet sud à la limite de sensibilité de Chandra. Le jet sud n'est plus détecté sur les observations suivantes, très probablement car il est passé sous le seuil de détection de Chandra.

Le jet nord est détecté de manière plus claire dans les quatre observations (figure 6.2). On remarque là aussi que la source s'éloigne du cœur de MAXI J1820+070 au cours du temps, et que sa luminosité décroît, avec de moins en moins de photons détectés. Les significations statistiques des deux dernières dé-

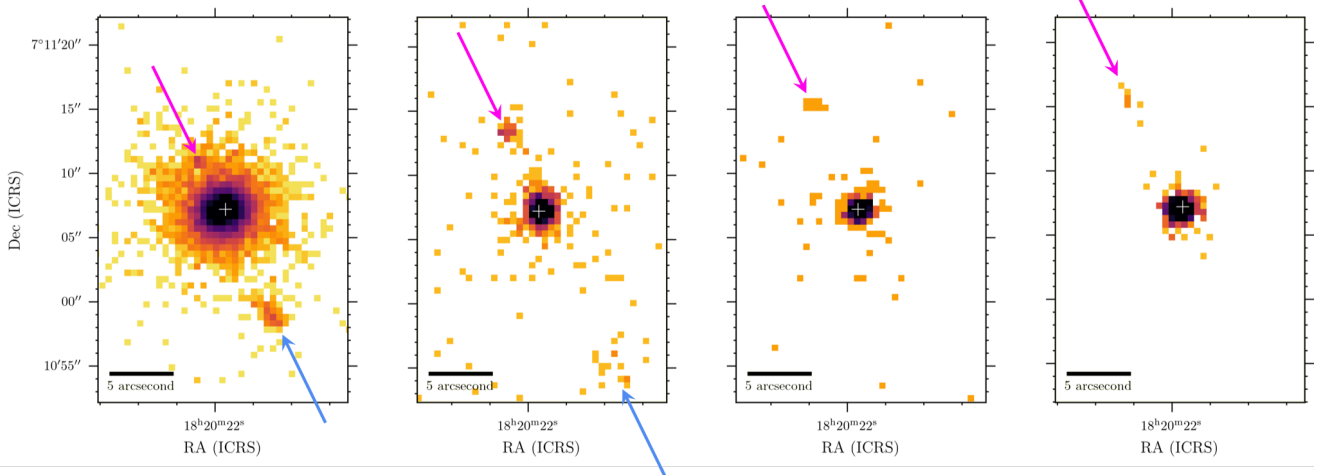


FIGURE 6.2 – Images obtenues à partir des observations Chandra de MAXI J1820+070 entre 0,3 et 8 keV. Les observations sont dans l’ordre chronologique : novembre 2018, février 2019, mai 2019 et juin 2019. L’échelle de couleur est logarithmique et différente pour chaque image. Les croix indiquent la position VLBI de MAXI J1820+070 d’après Atri *et al.* (2020). Les flèches montrent la position des sources détectées au nord (en rose) et au sud (en bleu).

tections sont inférieures à 5 (3,5 et 4,9 respectivement, donc quand même supérieures à 3), mais le doute sur la détection n’est pas permis, en raison du regroupement bien clair des photons ainsi que de la coïncidence de la position des deux dernières détections avec celle que l’on attend d’un jet qui reste sur le même axe mais s’éloigne progressivement du cœur. Lors de la première observation, le jet nord est noyé dans les ailes de la source centrale ; il est quand même détecté parfaitement à l’œil et par `wavdetect`, mais l’extraction de son spectre (qui nécessite de soustraire l’arrière-plan, d’habitude sélectionné dans une région sans sources) a requis de sélectionner un anneau le long de l’aile du cœur.

J’ai aussi réalisé une recherche des jets dans les images radio MeerKAT et VLA. Les images obtenues sont présentées sur la figure 6.3. La résolution des images étant fortement inférieure à celle des images de Chandra, les jets ne sont pas aussi bien résolus : en novembre 2018, on distingue sans problème le jet sud dans les observations MeerKAT et VLA 7 GHz, et on le devine grâce aux contours dans l’image VLA 5 GHz ; par contre, le jet nord, noyé dans le cœur, n’est jamais visible. En février 2019, le jet sud n’est plus détectable en radio, du fait du seuil de détection des instruments ; toutefois le jet nord est clairement détecté : non résolu sur l’image MeerKAT, il est parfaitement résolu sur les deux autres. On peut d’ailleurs remarquer que les positions Chandra et radio coïncident parfaitement.

Pour mesurer le flux sur les images radio, on effectue des ajustements avec CASA en fixant les positions aux positions Chandra, pour tirer profit de la résolution élevée et de la précision astrométrique importante de ce dernier.

Les résultats obtenus à partir des images radio et X sont présentés dans les tableaux 6.3 pour le cœur et 6.4 pour les jets de MAXI J1820+070. Les flux X

## 6. JETS RELATIVISTES DU MICROQUASAR MAXI J1820+070

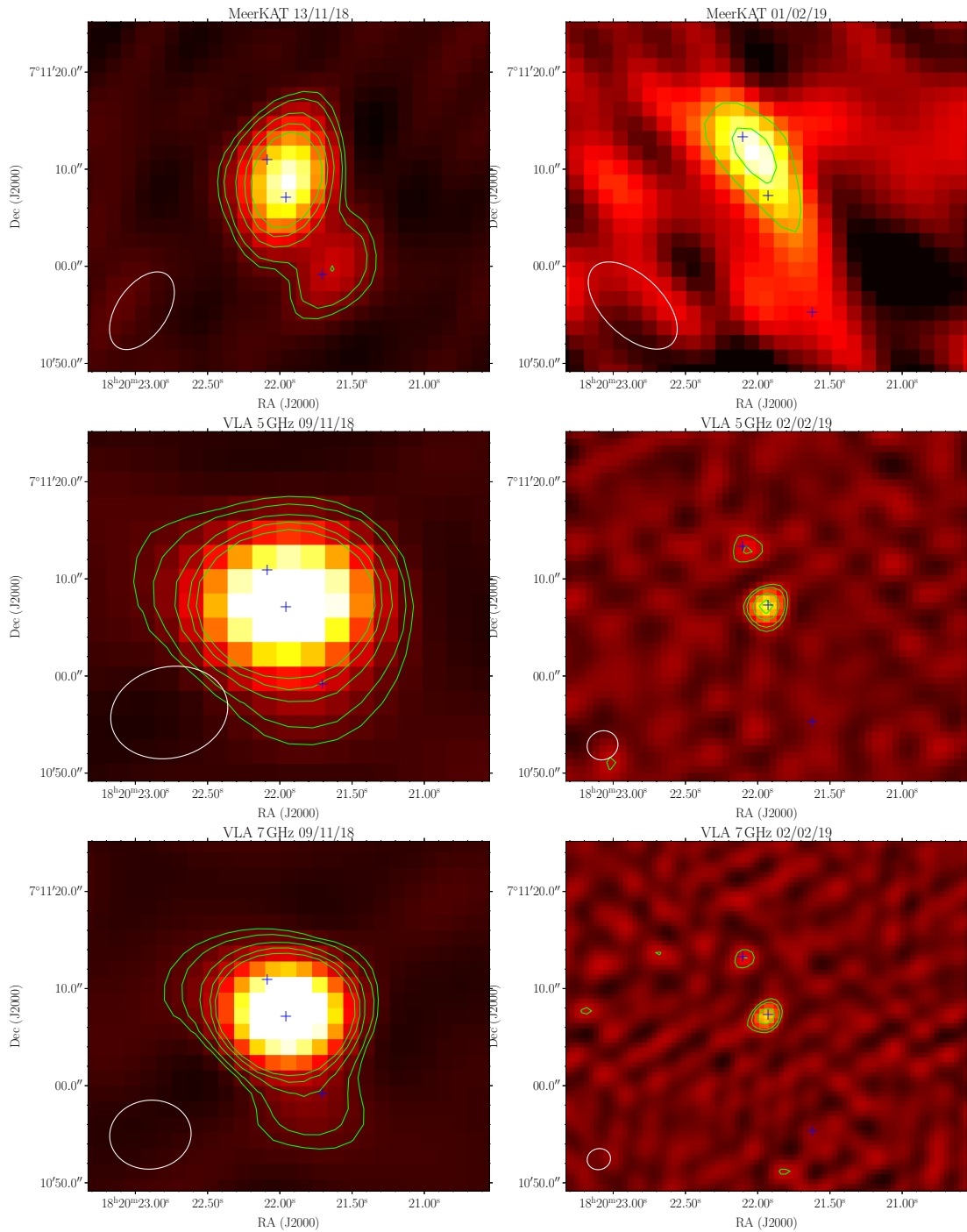


FIGURE 6.3 – Images radio MeerKAT et VLA de MAXI J1820+070. Les croix bleues représentent les positions Chandra respectivement en novembre 2018 et en février 2019. Les échelles de couleur sont identiques par colonne (c'est-à-dire par date) et choisies d'après les images MeerKAT. Contours à 3, 5, 10, 15 et 20 RMS.



et radio sont mesurés à partir des images produites ; on présente aussi l'indice spectral radio,  $\alpha_r$ , qui est défini comme  $S_\nu \propto \nu^{\alpha_r}$ , et l'indice de photons X, noté  $\Gamma$ , qui correspond à la pente de la loi de puissance utilisée pour ajuster les spectres X :  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$ . Enfin, j'ai aussi calculé la séparation angulaire entre le cœur et chaque jet détecté, afin d'étudier le mouvement des jets au cours du temps.

TABLEAU 6.3 – Détections du cœur de MAXI J1820+070 et flux correspondant en X (flux non absorbé) et en radio.

Obs	$\Gamma$	0,3 – 8 keV ( $10^{-13}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	1,3 GHz (mJy)	5 GHz (mJy)	7 GHz (mJy)	$\alpha_r$
1	$2,06^{+0,14}_{-0,28}$	$563,20^{+20,00}_{-37,40}$	$0,81 \pm 0,03$	$1,45 \pm 0,02$	$1,64 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,02$
2	$2,02^{+0,08}_{-0,08}$	$7,94^{+0,72}_{-0,66}$	$0,12 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,13$
3	$2,10^{+0,17}_{-0,16}$	$6,86^{+1,37}_{-1,20}$	...	...	...	...
4	$2,33^{+0,11}_{-0,11}$	$4,67^{+0,71}_{-0,61}$	...	...	...	...
5	$2,36^{+0,07}_{-0,07}$	$4,93^{+0,46}_{-0,41}$	...	...	...	...

TABLEAU 6.4 – Détections des jets nord et sud et flux correspondants en X et en radio.

Obs	Jet	Séparation (")	$\Gamma$	0,3 – 8 keV ( $10^{-14}$ erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	1,3 GHz (mJy)	5 GHz (mJy)	7 GHz (mJy)	$\alpha_r$
1	Sud	$8,81 \pm 0,06$	$1,95^{+0,26}_{-0,25}$	$10,5^{+3,3}_{-2,7}$	$0,24 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$	$-0,62 \pm 0,11$
	Nord	$4,27 \pm 0,04$	$1,52^{+0,27}_{-0,28}$	$7,61^{+1,73}_{-1,77}$	$0,49 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,02$	$-0,45 \pm 0,05$
2	Sud	$12,82 \pm 0,22$	$2,60^{+1,19}_{-1,07}$	$0,73^{+0,60}_{-0,60}$	$< 0,1^a$	$< 0,03^a$	$< 0,03^a$	...
	Nord	$6,57 \pm 0,09$	$1,70^{+0,60}_{-0,59}$	$1,48^{+1,28}_{-0,78}$	$0,17 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$-0,87 \pm 0,15$
3	Nord	$9,02 \pm 0,12$	$1,6^b$	$1,00^{+0,64}_{-0,72}$	...	...	...	...
5	Nord	$9,85 \pm 0,16$	$1,6^b$	$0,28^{+0,14}_{-0,15}$	...	...	...	...

La colonne « Séparation » indique la séparation angulaire avec la source centrale en secondes d'arc. Le flux X non absorbé entre 0,3 keV et 8 keV est exprimé en  $10^{-14}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .  $\alpha_r$  est l'indice spectral radio.  $\Gamma$  est l'indice de photon X.

<sup>a</sup> Pas de détection, limite supérieure à  $3\sigma$ .

<sup>b</sup>  $\Gamma$  fixé à 1,6 à cause du faible nombre de photons.

Les indices spectraux radio  $\alpha_r$  sont obtenus par ajustement des spectres radio constitués des flux mesurés sur l'image MeerKAT à 1,28 GHz, sur l'image VLA à 5 GHz et sur l'image VLA à 7 GHz. Cela justifie l'intérêt de diviser l'observation VLA en deux sous-bandes, en tirant profit de la grande largeur de bande de

l'instrument (plus de 4 GHz au total) : l'ajustement de la droite en échelle log-log est plus précis avec trois points qu'avec deux, et cela permet de contrôler la cohérence des mesures au moyen de la vérification de l'alignement aux erreurs près des trois points. On peut ensuite tirer des conclusions physiques à partir des valeurs obtenues, d'après les spectres théoriques présentés en introduction. On s'attend pour le cœur à un spectre radio plat ou légèrement inversé, provenant de l'association de nombreux spectres de corps noir (section 1.2) : les valeurs  $\alpha_r = 0,41$  et  $\alpha_r = 0,03$  sont conformes à cette théorie. De même, l'émission synchrotron des jets (section 3.1) est vérifiée par les valeurs négatives proches de  $-0,6$  obtenues. Les identifications des sources sont donc correctes, avec le cœur encadré par les deux jets s'éloignant. On notera que ce fait n'est pas forcément une évidence : certains microquasars sont connus pour des détections unilatérales de jets, bien que l'on suppose en général qu'il s'agit simplement d'un défaut de détection du jet s'éloignant.

### 6.3 Mouvement propre décéléré

Comme indiqué dans la section précédente, j'ai mesuré la séparation angulaire entre le cœur et chacun des jets pour toutes les observations Chandra. Cela permet un suivi du mouvement des jets dans le temps, en traçant la séparation angulaire en fonction du temps. Cette courbe est visible sur la figure 6.4.

En plus des quatre séparations angulaires mesurées sur les images Chandra, j'ai utilisé toutes les séparations angulaires obtenues par Bright *et al.* (2020) en radio : cela permet d'avoir une couverture beaucoup plus dense du mouvement au cours du temps. Je n'ai pas utilisé les séparations angulaires mesurées sur mes images radio VLA et MeerKAT, puisque j'utilise les positions Chandra pour faire les ajustements et les mesures de flux : elles sont donc par définition égales aux séparations angulaires Chandra.

La figure 6.4 illustre l'intérêt double des observations Chandra : non seulement la précision de la mesure de la position des sources (et donc de la mesure de leur séparation angulaire) est bien plus grande avec Chandra qu'en radio, mais en outre nos détections à partir de février 2019 sont bien plus tardives que les détections radio. Cela permet donc de décrire le mouvement des jets à une date bien plus éloignée de leur éjection.

Pour caractériser le mouvement des jets, j'effectue des ajustements de différents modèles aux données présentées ici. Je commence par modéliser le mouvement des jets par un simple mouvement balistique  $y(t) = v_0 \times (t - t_0)$ , suivant en cela Bright *et al.* (2020). Néanmoins, on peut voir sur la figure 6.4 que ce mouvement (ligne pointillée) ne convient pas, principalement à cause des observations Chandra plus tardives. Je passe donc à un mouvement uniformément décéléré  $y(t) = \frac{1}{2}\dot{v}_0 \times (t - t_0)^2 + v_0 \times (t - t_0)$  avec  $\dot{v}_0 < 0$ . Pour ce modèle, comme pour le précédent, je considère, faute de preuve inverse, que les deux jets ont été éjectés à la même date  $t_0$  – qui, par contre, est libre et peut être différente entre les modèles balistique et uniformément décéléré – ; les ajustements des modèles aux deux jets sont effectués simultanément pour assurer cette date d'éjection commune.

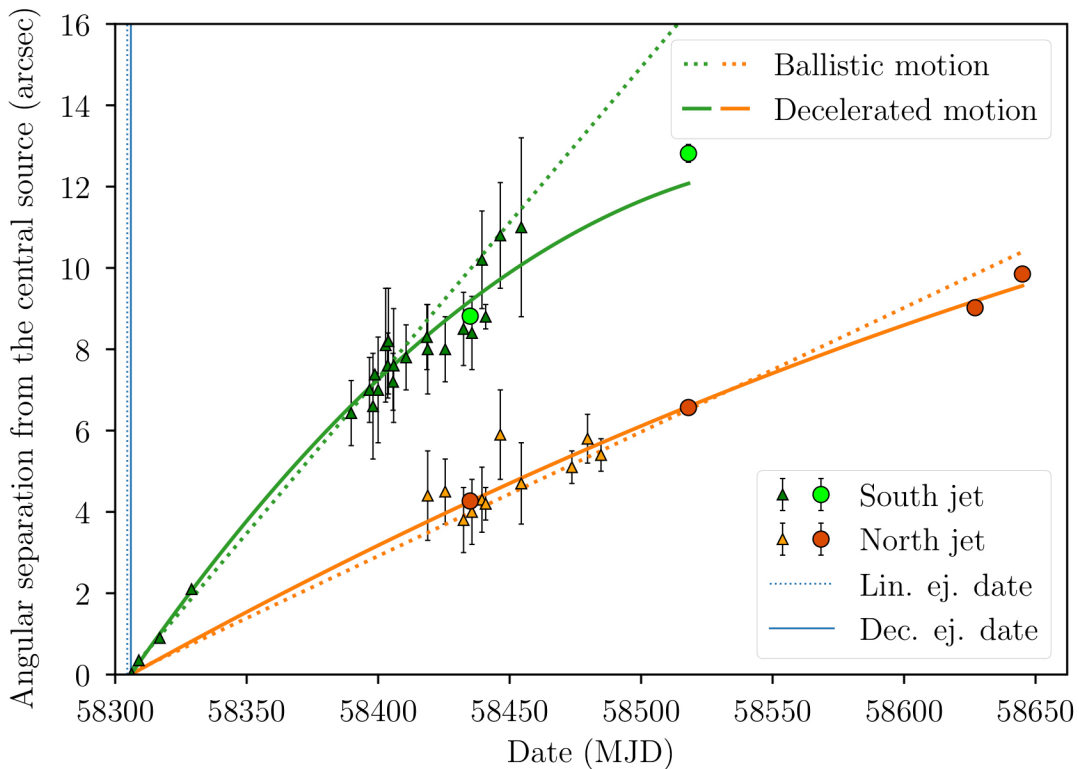


FIGURE 6.4 – Séparation angulaire entre le cœur et le jet nord en vert et entre le cœur et le jet sud en orange. Les quatre cercles correspondent aux séparations angulaires mesurées avec nos observations Chandra ; les triangles proviennent de toutes les détections radio présentées dans Bright *et al.* (2020).

J’obtiens une date d’éjection  $t_0 = \text{MJD } 58304,59 \pm 0,08$  pour le modèle balistique (qui, comme dit précédemment, est disqualifié par les données Chandra), et  $t_0 = \text{MJD } 58305,97 \pm 0,07$  pour le modèle uniformément décéléré. Cette dernière date est conforme à la date mesurée par Bright *et al.* (2020) sans les données Chandra ( $\text{MJD } 58306,03 \pm 0,02$ ), et se situe comme attendu dans la période de transition entre l’état dur et l’état mou, d’après Shidatsu *et al.* (2019). Par contre, la date obtenue par l’ajustement balistique place l’éjection un jour trop tôt par rapport au pic radio observé par Bright *et al.* (2020).

Les valeurs de mouvement propre indiquées par l’ajustement pour le mouvement balistique sont  $v_{\text{nord}} = 30,5 \pm 0,2 \text{ mas.jour}^{-1}$  et  $v_{\text{sud}} = 76,4 \pm 0,3 \text{ mas.jour}^{-1}$ . Pour la décélération uniforme, on obtient des vitesses initiales  $v_{\text{nord},0} = 35,9 \pm 0,5 \text{ mas.jour}^{-1}$  et  $v_{\text{sud},0} = 93,3 \pm 0,6 \text{ mas.jour}^{-1}$ . Les accélérations des jets au cours de leur mouvement valent  $\dot{v}_{\text{nord}} = -0,045 \pm 0,004 \text{ mas.jour}^{-2}$  et  $\dot{v}_{\text{sud}} = -0,34 \pm 0,01 \text{ mas.jour}^{-2}$ . Sachant que MAXI J1820+070 se trouve à 2,96 kpc (Atri *et al.*, 2020), les vitesses initiales correspondent à des vitesses apparentes de  $0,61 c$  et  $1,59 c$  respectivement. Le jet sud est donc supraluminique et avec une vitesse apparente bien supérieure à celle du jet nord : on en conclut que le jet sud s’approche de nous, tandis que le jet nord s’éloigne de nous.

Pour vérifier les affirmations précédentes, on contrôle la qualité des ajustements au moyen du calcul des valeurs de  $\chi^2$  réduit pour les deux modèles présentés. Le  $\chi^2$  réduit vaut 40 pour le modèle linéaire et 7,3 pour le modèle uniformément décéléré. Les deux valeurs sont plutôt hautes (on attend des valeurs proches de 1 pour un  $\chi^2$  réduit), à cause des barres d'erreur très faibles de Chandra, qui impliquent que les modèles ne passent pas par les barres d'erreur des points. Néanmoins, la grande différence entre les deux valeurs obtenues suggère bien que le modèle de mouvement uniformément décéléré est plus en accord avec les données relatives au mouvement réellement observé des jets. Ceci démontre l'intérêt fort que présentent les mesures de la position des jets réalisées à l'aide de Chandra : sans l'ajout de ces mesures, on aurait conclu comme Bright *et al.* (2020) que les jets ont un mouvement balistique, alors qu'ils sont en fait probablement éjectés simultanément puis freinés progressivement par interaction avec leur environnement.

Face à une valeur de  $\chi^2$  réduit qui est malgré tout élevée pour le mouvement uniformément décéléré, on peut se demander si un autre mouvement décéléré (non uniforme) ne correspondrait pas mieux aux données. J'ai donc testé un mouvement composite, d'abord balistique puis uniformément décéléré après une certaine date de transition. Ce choix est motivé par la possibilité que les microquasars soient situés dans des cavités de faible densité, qui pourraient avoir été créées par leurs propres jets, d'après Heinz (2002). La décélération des jets serait donc une signature de l'interaction entre eux et le milieu interstellaire plus dense au bord de la cavité. Ce phénomène a été mis en avant dans de nombreux articles se concentrant sur les jets radio et X de XTE J1550–564 (Kaaret *et al.*, 2003a; Tomsick *et al.*, 2003; Wang *et al.*, 2003; Hao & Zhang, 2009; Steiner & McClintock, 2012; Migliori *et al.*, 2017), et plus récemment grâce à l'observation radio d'un jet de MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2021a, 2022b). Les jets produits par ces deux sources seraient décélérés par interaction avec le milieu interstellaire environnant, les interactions en question accélérant les particules du jet et libérant son énergie interne sous forme de rayonnement – d'où par exemple la réapparition des jets de XTE J1550–564 des années après leur émission (Corbel *et al.*, 2002). La théorie de Heinz (2002), appuyée par les découvertes de ces deux sources, suggère la possibilité qu'une grande partie des microquasars soient entourés par des cavités de faible densité : on teste donc cette théorie grâce à l'étude du mouvement propre des jets de MAXI J1820+070.

Néanmoins, le mouvement balistique puis uniformément décéléré ne fonctionne pas particulièrement bien avec les jets de MAXI J1820+070 et n'apporte rien par rapport à l'hypothèse plus simple d'un mouvement uniformément décéléré. En effet, on ne dispose pas d'assez de données au début du mouvement des jets pour bien contraindre le mouvement juste après l'éjection et donc déterminer une éventuelle date de transition entre deux régimes de déplacement. Faute de données au début de la propagation, on reste donc par défaut au modèle le plus simple, soit un mouvement uniformément décéléré. Le fait que Bright *et al.* (2020) trouvent que la vitesse de décroissance du flux radio est très faible, ce qui suggère une interaction constante avec le milieu interstellaire, étaye le choix de ce simple modèle uniforme. De plus, MAXI J1820+070 ne serait pas la seule source

pour laquelle on détecte des jets en X sans voir de cavité : un modèle similaire appliqué aux jets de H1743–322 (Hao & Zhang, 2009) ne conclut pas non plus à la présence d’une cavité.

Enfin, j’ai aussi testé l’hypothèse d’un mouvement balistique suivi d’une phase de Sedov (Wang *et al.*, 2003), qui correspond au mouvement des jets de MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2021a) – jets qui s’arrêtent presque totalement après un certain temps de propagation –, mais il ne décrit pas bien le mouvement des jets de MAXI J1820+070 aux temps longs.

## 6.4 Morphologie des jets

Les données Chandra récoltées nous ont aussi permis de nous intéresser à l’énergie contenue dans les jets de MAXI J1820+070. Pour ce faire, j’ai commencé par étudier la morphologie des jets, en traçant leur profil le long de l’axe de propagation des jets. Ces profils, obtenus en moyennant le nombre de photons sur une largeur de 4 secondes d’arc, sont présentés sur la figure 6.5.

On veut comparer la morphologie de chaque jet à celle de la PSF de Chandra. On utilise le profil du cœur de MAXI J1820+070 – non résolu par Chandra – comme estimation du profil de la PSF pour toutes les observations, sauf celle de novembre 2018, à cause du fort empilement de photons à cette date. Pour cette observation uniquement, on simule une PSF sans empilement de photons grâce au logiciel MARX version 5.4.0 (Davis *et al.*, 2012) – cette PSF simulée et mise à l’échelle du jet sud est visible en pointillés rouges sur la figure 6.5a.

À l’œil, le jet sud semble résolu dans sa direction de propagation en novembre 2018 (il est beaucoup plus large que la PSF). Pour vérifier cela de manière plus mathématique, on effectue grâce à Python (Scipy) des tests de Kolmogorov-Smirnov à deux échantillons. Le test de Kolmogorov-Smirnov permet de déterminer si deux échantillons indépendants suivent bien la même distribution continue. L’hypothèse nulle est que les deux distributions suivies par les deux échantillons sont identiques. Le test renvoie la valeur de la statistique de Kolmogorov-Smirnov ainsi que la *p-value*, qui permet de rejeter l’hypothèse nulle au seuil de 95 % si  $p < 0,05$ . On effectue ce test de Kolmogorov-Smirnov pour toutes les détections des jets, sauf pour le jet nord en novembre 2018 : sa confusion avec les ailes du cœur rendrait cela particulièrement complexe, et on considère, vu son aspect, qu’il n’est de toute façon pas résolu. Le tableau 6.5 présente les valeurs de  $p$  obtenues pour tous les autres tests. L’hypothèse nulle correspond au fait que le profil du jet et le profil de la PSF suivent la même distribution (c’est-à-dire le jet n’est pas résolu par Chandra).

TABLEAU 6.5 – Valeurs de  $p$  obtenues pour les tests de Kolmogorov-Smirnov sur la résolution des jets de MAXI J1820+070.

Source	Sud 11/18	Nord 02/19	Sud 02/19	Nord 05/19	Nord 06/19
<i>p-value</i>	$5,029 \times 10^{-5}$	0,352	0,155	0,352	0,661

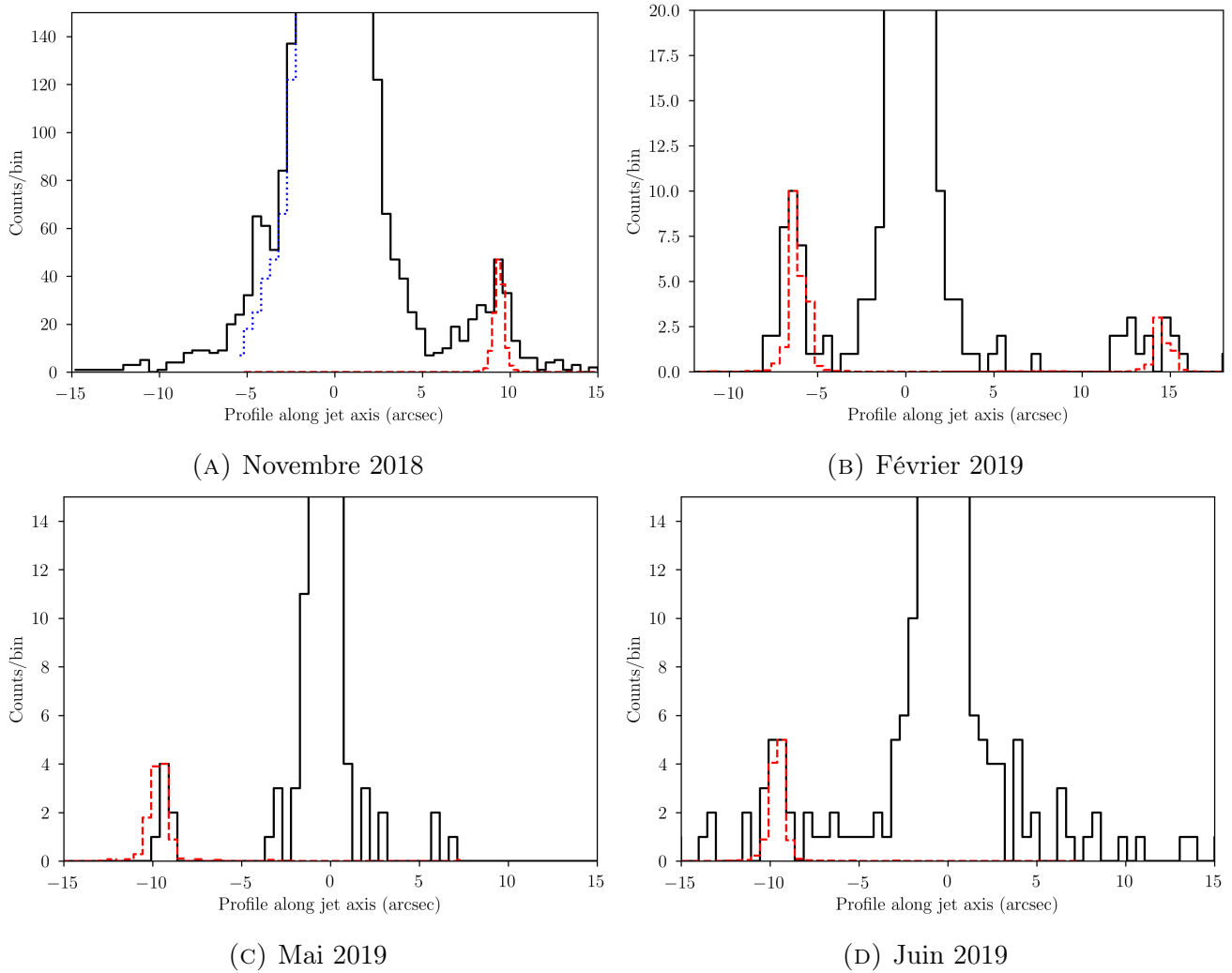


FIGURE 6.5 – Profils des observations le long de l’axe des jets. L’échelle des ordonnées est linéaire et tronquée pour rendre les jets visibles. La ligne pointillée rouge correspond au profil de la PSF pour chaque date, reporté sur la position des jets pour permettre une comparaison. Sur l’observation de novembre 2018, le jet nord est mis en évidence par la ligne pointillée bleue, qui est le profil miroir de l’autre côté de la source centrale.

Seul le résultat du test effectué sur le jet sud en novembre 2018 permet de rejeter l'hypothèse nulle au seuil de 95 % : on peut donc en conclure que le jet sud est résolu sur cette observation. On remarque que le test n'est pas concluant pour le jet sud en février 2019 et qu'il ne permet pas de rejeter l'hypothèse nulle : même si le jet apparaît résolu à l'œil sur l'image de février 2019, il est trop peu lumineux et ses photons sont trop dispersés pour le test de Kolmogorov-Smirnov.

Le jet sud est donc résolu dans la direction de son axe de propagation en novembre 2018. On extrait ensuite son profil selon l'axe perpendiculaire à l'axe des jets. Ce profil est présenté sur la figure 6.6.

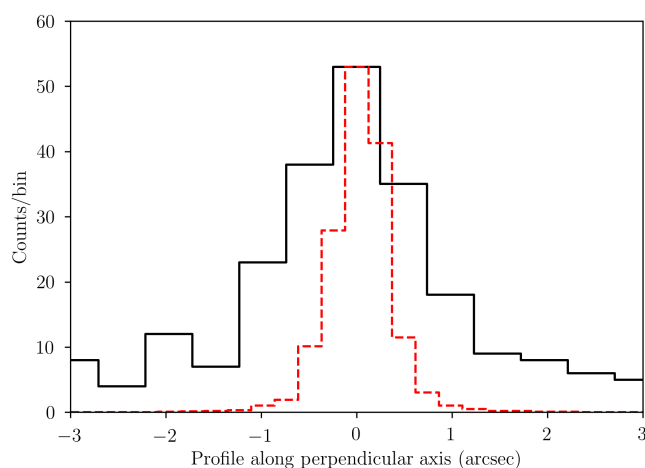


FIGURE 6.6 – Profil du jet sud de novembre 2018 perpendiculairement à l'axe des jets. La ligne pointillée rouge correspond une nouvelle fois au profil de la PSF, simulée sans empilement de photons, pour cette date.

Le jet sud semble résolu aussi perpendiculairement à son axe de propagation : on vérifie donc ce constat avec un test de Kolmogorov-Smirnov identique aux tests précédents. La  $p$ -value de  $3,041 \times 10^{-6}$  obtenue indique que l'on peut rejeter l'hypothèse nulle au seuil de 95 % : le jet sud ne provient pas de la même distribution que la PSF. Il est donc résolu perpendiculairement à son axe de propagation.

J'ai donc obtenu que le jet sud était totalement résolu par Chandra au cours de l'observation de novembre 2018. On estime donc sa taille grâce aux profils précédents :  $4,9 \pm 0,5$  secondes d'arc par  $2,6 \pm 0,5$  secondes d'arc. L'erreur provient de la largeur d'un élément de résolution du profil, soit  $0,492$  secondes d'arc (taille d'un pixel ACIS), arrondie à  $0,5$ . En partant du principe que le jet se dilate au fur et à mesure qu'il s'éloigne du cœur, on le modélise comme un cône tronqué. Les deux dimensions indiquées précédemment correspondent donc à la hauteur et au diamètre de la base du cône tronqué, et on peut ajouter que l'angle d'ouverture du jet vaut  $7,1 \pm 1,4$  degrés.

## 6.5 Étude énergétique

### Distributions spectrales d'énergie

Les jets larges, comme les jets nord et sud de MAXI J1820+070, rayonnent théoriquement par émission synchrotron. Ceci peut être vérifié en traçant les spectres large bande (ou distributions spectrales d'énergie) de chaque jet, c'est-à-dire des spectres regroupant à la fois les flux radio et X.

On trace les spectres en question pour le jet sud en novembre 2018 et pour le jet nord en novembre 2018 et février 2019 – c'est-à-dire pour toutes les observations où l'on détecte les jets à la fois en rayons X et en radio. La figure 6.7 présente les spectres obtenus.

Les trois distributions spectrales d'énergie sont parfaitement ajustées par des lois de puissance de pente environ égale à  $-0,6$  (voir la figure 6.7 pour les valeurs exactes). Il s'agit de la valeur de pente attendue pour une émission synchrotron optiquement mince produite par des particules accélérées par un choc.

Cette valeur, combinée avec la décélération observée sur le mouvement propre des jets, mène à la conclusion que les jets ralentissent et rayonnent en raison d'une interaction avec le milieu interstellaire. Cette interaction serait responsable de l'accélération des particules du jet, et donc de l'émission synchrotron large bande observée. Ce phénomène a déjà été observé pour XTE J1550–564 (Corbel *et al.*, 2002; Migliori *et al.*, 2017) et pour H1743–322 (Corbel *et al.*, 2005) : les jets larges de ces deux sources ont été détectés en X et, tout en décélérant, ils émettaient un rayonnement synchrotron large bande.

### Énergie interne du jet

L'estimation – rare dans le domaine des jets de microquasars – de la taille physique réelle du jet (dont on connaît la taille angulaire et la distance) permet, grâce à quelques approximations, et maintenant que l'on connaît la nature du rayonnement des jets, d'estimer l'énergie interne du jet sud à partir de l'observation de novembre 2018.

On a modélisé précédemment le jet sud en novembre 2018 par un cône tronqué de hauteur 4,9 secondes d'arc, de largeur de base 2,6 secondes d'arc, et d'angle d'ouverture 7,1 degrés, dont le sommet est le cœur de MAXI J1820+070. Grâce à notre connaissance de la distance de MAXI J1820+070 (2,96 kpc; Atri *et al.*, 2020), on peut calculer que cela correspond à un volume  $V = 1,4 \times 10^{51} \text{ cm}^3$  pour le jet, qui mesurerait environ  $1,5 \times 10^4$  par  $7,7 \times 10^3$  unités astronomiques (au). Cette estimation est en accord avec celle de Bright *et al.* (2020), obtenue uniquement grâce à des considérations sur le flux radio, et plus précise que celle-ci.

On sait que  $\alpha = -0,59$  pour le jet sud en novembre : on peut donc estimer la luminosité totale du jet entre  $\nu_1 = 1,3 \text{ GHz}$  et  $\nu_2 = 5,2 \times 10^8 \text{ GHz}$  :

$$L = 4\pi D^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = 4\pi D^2 F_{\nu_2} \nu_2^{-\alpha} \left( \frac{\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}}{\alpha + 1} \right)$$

qui donne  $L = 2,5 \times 10^{31} \text{ erg.s}^{-1}$ . On estime ensuite l'énergie interne minimale contenue dans le jet grâce à ce que l'on appelle l'hypothèse d'équipartition.



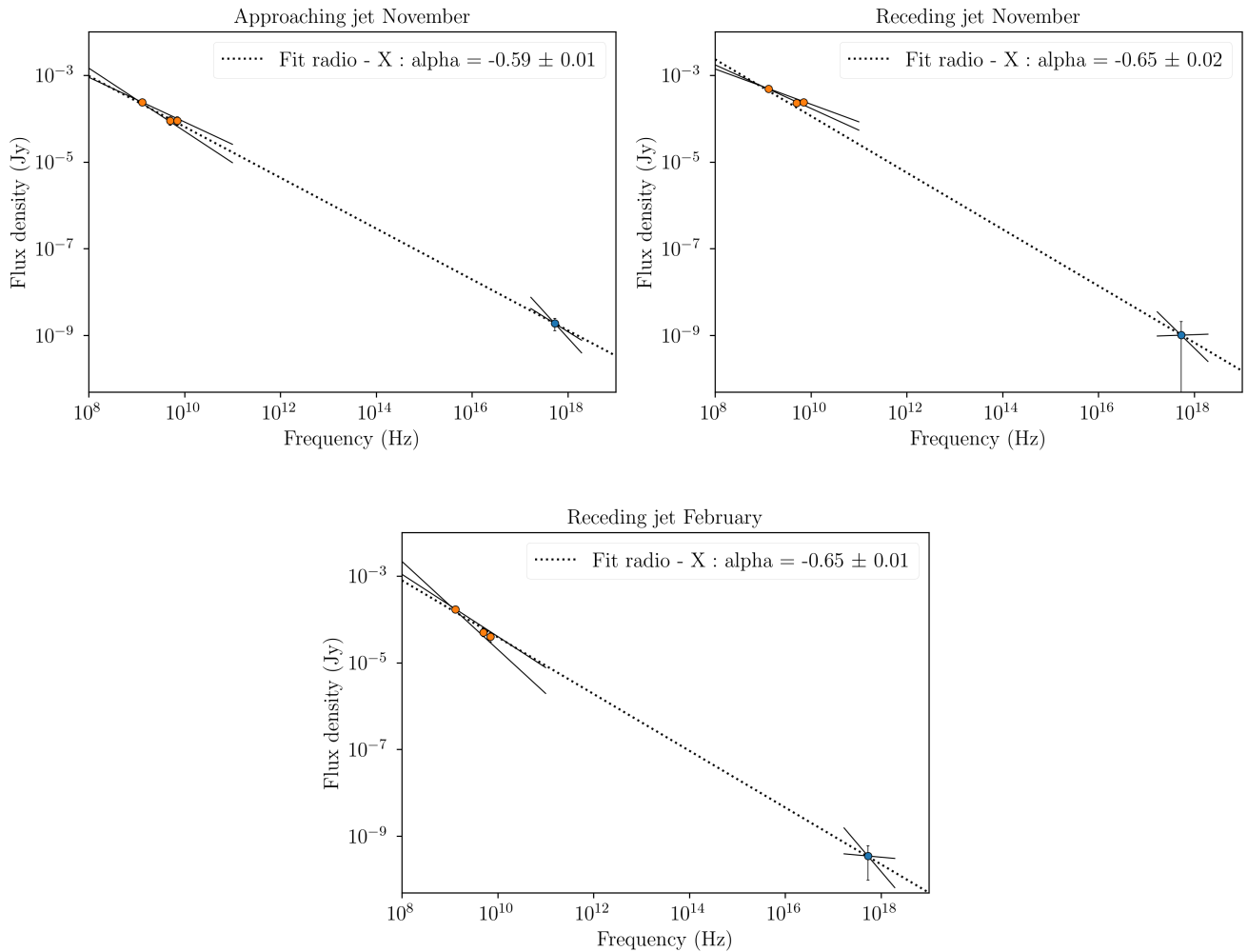


FIGURE 6.7 – Distributions spectrales d'énergie pour les trois détections simultanées en X (bleu) et en radio (orange). Les lignes pointillées représentent les modèles de loi de puissance les mieux ajustés aux données. Les lignes pleines représentent les plages de loi de puissance provenant des erreurs sur les indices spectraux pour chaque domaine de longueur d'onde ajusté séparément. Les densités de flux présentées correspondent à l'émission totale du jet à chacune des fréquences radio, et à 2,2 keV pour les X.

À l'aide des expressions obtenues dans la section 3.2 – en fixant le facteur de remplissage  $f$  à 1 et  $\eta$  à 1 pour négliger la contribution des protons – et des grandeurs mesurées à partir des observations Chandra, on calcule l'énergie interne minimale du jet et le champ magnétique d'équipartition correspondant, respectivement  $5,1 \times 10^{41}$  erg et  $2,0 \times 10^{-4}$  G. La valeur de  $B_{eq}$  ainsi que la fréquence d'émission maximale des électrons permettent de calculer le facteur de Lorentz des électrons :  $\gamma \sim 3,1 \times 10^7$ , ce qui correspond à des électrons accélérés à plus de 10 TeV.  $B_{eq}$  permet aussi de calculer séparément les deux énergies  $E_e = 2,9 \times 10^{41}$  erg et  $E_B = 2,2 \times 10^{41}$  erg. On est bien proche de l'égalité des deux énergies, et, en outre, ces valeurs concordent avec les valeurs déduites des observations radio par Bright *et al.* (2020). Enfin, on estime alors que le jet contient environ  $10^{44}$  électrons. Pour assurer la neutralité du jet, il doit contenir le même nombre de positrons ou de protons ; s'il s'agit de protons, cela donne un jet de masse totale  $\sim 1,7 \times 10^{20}$  grammes.

L'énergie interne minimale calculée grâce à cette étude est environ  $10^4$  fois plus élevée que l'énergie qui avait été déduite par Bright *et al.* (2018) à partir de la luminosité du pic radio associé à l'éjection des jets. Avant nous, Bright *et al.* (2020) étaient arrivés à la même conclusion. Néanmoins, on n'observe *a priori* pas d'émission intense, qui pourrait être la signature d'une forte émission d'énergie, à une autre longueur d'onde durant l'émission des jets. On doit donc en conclure que la majorité de l'énergie emportée par les jets n'est pas rayonnée mais stockée sous forme d'énergie interne, avant d'être libérée lors de l'interaction des jets avec le milieu environnant. Cette théorie, qui explique l'écart entre l'énergie interne estimée par équipartition et la luminosité du pic radio, est corroborée par les résultats présentés précédemment concernant le mouvement propre des jets, dont la décélération pourrait être associée à des interactions avec le milieu interstellaire.

## 6.6 Discussion et perspectives

### Comparaison à d'autres microquasars émetteurs de jets larges

La section précédente présente plusieurs estimations chiffrées obtenues à propos des jets de MAXI J1820+070 : leur taille, leur masse, leur énergie interne minimale... Or MAXI J1820+070 n'est pas le premier microquasar pour lequel les jets larges sont assez énergétiques pour être détectés dans les rayons X : comme indiqué plus haut, c'était déjà le cas de XTE J1550–564 et de H1743–322. Dans cette section, je vais donc comparer brièvement les résultats obtenus pour ces trois sources. J'ajoute par ailleurs MAXI J1348–630 à la comparaison : certes, son jet (unilatéral en radio) n'a pas été détecté dans les rayons X, et on ne peut pas savoir s'il aurait pu être détecté si l'on avait pu effectuer une observation Chandra, mais, malgré ce fait qui rend la comparaison moins pertinente puisque les grandeurs à comparer sont dérivées d'observations radio et pas X, cette source est intéressante à inclure pour différentes raisons. Tout d'abord, il s'agit d'une source observée très récemment, donc les nombreuses mesures et

déductions effectuées dans Carotenuto *et al.* (2021a) sont à jour des théories les plus récentes. De plus, le jet de MAXI J1348–630 est à l’heure actuelle le jet de microquasar présentant le mouvement propre le plus rapide connu, ce qui rend intéressante la comparaison de ses valeurs avec celles des autres sources présentant des jets larges. Enfin, on ajoute la source MAXI J1535–571 à la comparaison. Comme pour MAXI J1348–630, un jet radio unilatéral a été détecté pour ce microquasar, et, si l’on manque de certains éléments de comparaison non connus ou non déduits des données, l’ajout d’une source additionnelle donne toutefois forcément un éclairage supplémentaire sur les jets larges.

Le tableau 6.6 présente des éléments de comparaison entre les différentes sources pour lesquelles on a détecté des jets larges.

On remarque tout d’abord que les quantités calculées dans les sections précédentes pour MAXI J1820+070 sont cohérentes avec les valeurs obtenues pour les autres sources : leurs ordres de grandeur sont très similaires notamment à ceux de XTE J1550–564 et H1743–322. MAXI J1348–630 fait un peu figure d’exception, puisque les ordres de grandeur de sa masse, de son énergie et de son champ magnétique sont soit beaucoup plus grands, soit beaucoup plus petits que ceux des autres sources, mais ils sont à plusieurs reprises semblables à ceux de MAXI J1535–571.

Le fait que les grandeurs soient très similaires pour les trois seuls microquasars pour lesquels des jets visibles de la radio jusqu’aux rayons X sont connus (XTE J1550–564, H1743–322 et MAXI J1820+070) suggère clairement qu’un mécanisme similaire doit être à l’œuvre dans ces trois sources. Les articles traitant de ces sources qui sont cités dans le tableau 6.6 concluent d’ailleurs que les jets sont freinés et rallumés par interaction avec le milieu interstellaire – cette conclusion est la même que pour celle à laquelle nous sommes parvenus pour MAXI J1820+070. On voit clairement cette interaction, par exemple, dans Migliori *et al.* (2017), où elle est responsable de la formation d’une queue au jet de XTE J1550–564.

De plus, cette comparaison met en évidence l’importance de tout le travail effectué sur MAXI J1820+070 : il s’agit de la troisième fois seulement que l’on détecte des jets larges de microquasars en X grâce à leur interaction avec le milieu interstellaire. Grâce à nos observations Chandra, nous avons donc augmenté l’échantillon publié de 50 %. On peut maintenant se demander si les jets larges visibles dans les rayons X sont exceptionnels, ou si, au contraire, ils sont fréquents mais simplement peu détectés faute d’observations ou de chance. En effet, comme on l’a dit plus haut, un problème se pose parfois lorsqu’on souhaite tenter de détecter les jets larges des microquasars dans les rayons X : cette détection n’est souvent envisageable qu’avec Chandra pour des raisons de sensibilité et parfois de résolution, or la sensibilité devient un handicap lorsque le cœur du microquasar reste brillant. Comme cela a été le cas avec MAXI J1348–630, il est alors inenvisageable de tenter une observation avec Chandra, sous peine de l’aveugler. Néanmoins, rien ne laisse supposer que les trois sources évoquées (quatre si l’on compte GX 339–4, communication privée, S. Corbel) soient des exceptions dans la population des microquasars : il est donc très probable que l’on détecte à nou-

TABLEAU 6.6 – Comparaison entre microquasars émetteurs de jets larges.

	XTE J1550–564	H1743–322	MAXI J1820+070	MAXI J1348–630	MAXI J1535–571
$M_{\text{BH}}$ ( $M_{\odot}$ )	$9,10 \pm 0,61$ [1]	5 – 15 [2]	$8,48^{+0,79}_{-0,72}$ [3]	$\sim 7$ [9]	inconnue [12]
Distance (kpc)	$4,38^{+0,58}_{-0,41}$ [1]*	$8,5 \pm 0,8$ [2]	$2,96 \pm 0,33$ [4]	$2,2^{+0,5}_{-0,6}$ [10] $3,39 \pm 0,34$ [11]	$4,1^{+0,6}_{-0,5}$ [13]
Inclinaison ( $^{\circ}$ )	$74,7 \pm 3,8$ [1]	$75 \pm 3$ [2]	$63 \pm 3$ [4]	$\lesssim 44$ ***	$67,4 \pm 0,8$ [14]‡
Angle d’ouv. ( $^{\circ}$ )	$< 7,5$	$< 12$ **	7,1	$< 6$	$< 10$
Volume ( $\text{cm}^3$ )	$3.8 \times 10^{49}$ – $4.3 \times 10^{52}$	$3 \times 10^{49}$ – $4 \times 10^{51}$	$1.4 \times 10^{51}$	$1.4 \times 10^{47}$	longueur $< 1760$ au
Énergie int. min. (erg)	$5 \times 10^{41}$ – $3 \times 10^{43}$	$1,6 \times 10^{42}$ – $1.4 \times 10^{43}$	$5.1 \times 10^{41}$	$10^{42}$	$10^{42} - 10^{43}$
$B_{\text{eq}}$ ( $\mu\text{G}$ )	134 – 566	200 – 800	200	$10^4$	$10^4 - 5 \times 10^5$
Masse (g)	$7 \times 10^{20}$ – $2 \times 10^{22}$	$1 \times 10^{21}$ – $4 \times 10^{21}$	$1.7 \times 10^{20}$	$5 \times 10^{19}\dagger$	inconnue
Cavité?	Oui [5,6,7,8]	Non [6]	Non [ce travail]	Oui	Possible (balistique + décéléré)

Source des données : sauf lorsque la source est indiquée par un numéro, il s’agit de Tomsick *et al.* (2003) pour XTE J1550–564, Corbel *et al.* (2005) pour H1743–322, Espinasse *et al.* (2020) pour MAXI J1820+070, Carotenuto *et al.* (2021a) pour MAXI J1348–630 et Russell *et al.* (2019b) pour MAXI J1535–571.

Sources complémentaires : [1] Orosz *et al.* (2011) [2] Steiner *et al.* (2012) [3] Torres *et al.* (2020) [4] Atri *et al.* (2020) [5] Wang *et al.* (2003) [6] Hao & Zhang (2009) [7] Steiner & McClintock (2012) [8] Migliori *et al.* (2017) [9] Tominaga *et al.* (2020) [10] Chauhan *et al.* (2021) [11] Lamer *et al.* (2021) [12] Cangemi *et al.* (2022) [13] Chauhan *et al.* (2019) [14] Miller *et al.* (2018)

\* Mais les intervalles de volume, d’énergie interne, de champ magnétique et de masse ont été calculés par Tomsick *et al.* (2003) en prenant comme bornes une distance de 2,8 kpc avec un angle de  $1^{\circ}$ , et une distance de 7,6 kpc avec un angle de  $7,5^{\circ}$ .

\*\* Le volume est calculé avec  $12^{\circ}$  comme borne supérieure et  $1^{\circ}$  comme borne inférieure.

\*\*\* Cette estimation est fondée sur le fait que le jet ne peut pas être plus rapide que la lumière. Carotenuto *et al.* (2022b) obtiennent une inclinaison de  $29,3^{+2,7}_{-3,2}$  degrés par simulation MCMC.

† Il s’agit de la valeur obtenue pour une vitesse d’expansion du jet de  $0,05 c$ , en estimant le nombre d’électrons puis un proton par électron ; à comparer avec l’estimation  $10^{25}$  g obtenue dans Carotenuto *et al.* (2022b) par simulation MCMC.

‡ À comparer avec la valeur  $\leq 45^{\circ}$  obtenue par Russell *et al.* (2019b) à partir des données du jet discret : *a priori*, on observe à la fois une oscillation du disque interne de MAXI J1535–571 et un non-alignement des jets discrets avec le disque (Miller *et al.*, 2018 ; Russell *et al.*, 2019b).

veau des jets larges en X. Pour répondre scientifiquement à cette question, il va falloir saisir à l’avenir toutes les occasions d’observer dans les rayons X des microquasars ayant émis des jets larges.

## Cavité de faible densité

La ligne « Cavité ? » du tableau 6.6 indique si les auteurs ayant étudié le mouvement propre du ou des jets ont conclu à la présence d’une cavité – c’est-à-dire une bulle moins dense – autour du microquasar. La réponse est positive dans le cas de XTE J1550–564 et de MAXI J1348–630. Cette conclusion provient de la constatation que les jets observés ralentissent fortement après une période de propagation plus ou moins balistique.

Pour XTE J1550–564, les jets ne sont détectés dans les rayons X que plusieurs années après leur date d’éjection estimée. Il n’est donc pas possible de contraindre leur mouvement initial, mais leur mouvement tardif correspond à une phase de Sedov, avec des jets qui semblent presque s’arrêter. Wang *et al.* (2003) et Hao & Zhang (2009) adaptent un modèle appliqué en premier lieu aux chocs des sursauts gamma pour expliquer le mouvement des jets, et ils concluent à un freinage par interaction avec le milieu interstellaire. Les jets seraient détectés grâce aux chocs libérant leur énergie interne sous forme de luminosité. Les deux jets ne sont pas détectés en même temps ni à la même distance du cœur, et le meilleur modèle pour expliquer leur mouvement est selon eux un modèle de cavité de faible densité, asymétrique autour de XTE J1550–564, de  $\sim 0,31$  pc à l’est et  $\sim 0,44$  pc à l’ouest du cœur.

Un seul jet, très probablement le jet s’approchant de nous, a été détecté pour MAXI J1348–630. Le jet suit un mouvement balistique très rapide avant de freiner brutalement et de présenter un mouvement compatible avec une phase de Sedov, où le jet n’avance presque plus (Carotenuto *et al.*, 2021a, 2022b). Les auteurs concluent donc à la présence d’une cavité de rayon  $0,61^{+0,11}_{-0,09}$  pc, dont ils obtiennent les paramètres grâce à une simulation MCMC. Il n’est pas possible dans ce cas d’étudier la symétrie de la cavité, puisqu’un seul jet a été détecté à ce jour. Pour MAXI J1535–571 également, un seul jet a été détecté, et le modèle correspondant le mieux à son déplacement est celui d’un mouvement balistique puis uniformément décéléré. Sans être la preuve de la présence d’une cavité – cette possibilité n’est même pas évoquée par Russell *et al.* (2019b) –, la décélération du jet après un certain temps de propagation pourrait être liée à sa rencontre avec une zone de milieu interstellaire plus dense.

Intéressons-nous maintenant aux deux microquasars H1743–322 et MAXI J1820+070. Le « non » indiqué dans le tableau signifie en fait que le mouvement propre des jets peut être décrit de manière satisfaisante sans ajouter de cavité dans le modèle – la cavité n’est donc pas nécessaire. Toutefois, son inexistence n’a pas été prouvée (à ma connaissance, il n’existe aucun microquasar pour lequel on a pu conclure formellement à l’absence de la cavité décrite par Heinz, 2002).

Hao & Zhang (2009) testent un modèle de cavité similaire à celle de XTE J1550–564 pour H1743–322, et trouvent que l’ajout d’une cavité ne change rien

à la qualité du modèle décrivant le freinage progressif des jets par interaction avec le milieu interstellaire. Néanmoins, même sans cavité, la densité obtenue pour le milieu interstellaire est très faible ( $n \sim 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ) : on peut donc se demander si H1743–322 ne serait pas inclus dans une très grande cavité (ou zone de faible densité). Les jets n’atteindraient pas le bord de cette cavité, et on n’en aurait donc aucune signature claire à part cette densité plutôt faible pour le milieu interstellaire.

On ne trouve pas non plus de cavité autour de MAXI J1820+070 en observant le mouvement propre de ses jets : la décélération étant uniforme, il n’y a pas de rupture de densité sur leur trajet. Toutefois, comme on n’a pas estimé la densité du milieu interstellaire traversé par les jets, il est impossible d’effectuer une comparaison similaire à celle faite pour H1743–322. S’il existe une cavité, elle correspondrait alors à l’une des deux hypothèses suivantes : soit, comme dans le cas de H1743–322, elle est tellement grande que les jets n’ont pas atteint son bord et se propagent dans un milieu de faible densité – même si cette densité n’est pas si faible que cela, puisqu’ils décélèrent –, soit la cavité est tellement petite que le saut de densité a eu lieu dans la période de temps où on n’a pas observé les jets de MAXI J1820+070, et donc on n’a pas accès à cette information. Enfin, il est aussi possible que MAXI J1820+070 ne présente tout simplement pas de cavité. Après tout, rien n’indique, à l’heure actuelle, que tous les microquasars se trouvent forcément dans un espace de faible densité – il est possible que leurs jets ne soient pas toujours assez puissants pour creuser une cavité, ou pour entretenir une cavité existante, qui se serait en conséquence refermée depuis longtemps.

## Observations VLBI des jets de MAXI J1820+070

Dans cette section, on souhaite attirer l’attention du lecteur sur des résultats liés aux jets de MAXI J1820+070 qui démontrent l’intérêt des observations VLBI à très haute résolution pour contraindre les jets larges juste après leur éjection.

Wood *et al.* (2021) analysent deux observations du Very Long Baseline Array effectuées juste après la transition de MAXI J1820+070 de l’état dur à l’état mou, c’est-à-dire juste après l’éjection des jets présentés plus hauts. Grâce à différentes techniques d’imagerie pour suivre des composantes en mouvement rapide, ils détectent une deuxième éjection, précédant celle que l’on connaît bien, et se déplaçant plus lentement, à environ  $18,0 \pm 1,1 \text{ mas.jour}^{-1}$ . L’émission de ce jet aurait débuté environ 4 heures avant le pic radio jusque-là considéré comme la signature de l’éjection des jets, et elle aurait duré environ 6 heures.

Trois composantes sont donc détectées dans les jets de MAXI J1820+070 : le jet nord, qui n’est pas modifié (aucune composante associée à la première éjection lente n’est découverte côté nord) ; ce que l’on appelait le jet sud ; et enfin une autre composante au sud, éjectée avant le jet sud et plus lente que celui-ci (environ  $0,3c$  de vitesse apparente seulement, contre une vitesse corrigée de  $0,97c$  pour le jet sud). Les détections initiales que l’on attribuait au jet sud proviennent en fait de la composante lente nouvellement découverte, et Wood *et al.* (2021) refont donc les ajustements du mouvement propre des jets.

Cette découverte n’invalide pas fondamentalement nos résultats et conclusions sur l’interaction des jets avec le milieu interstellaire, puisque les valeurs de mouvement propre obtenues en corrigeant l’attribution des toutes premières détections restent très similaires aux nôtres :  $v_{\text{nord},0} = 35,4 \pm 0,9 \text{ mas.jour}^{-1}$ ,  $v_{\text{sud},0} = 88,8 \pm 2,6 \text{ mas.jour}^{-1}$ ,  $\dot{v}_{\text{nord}} = -0,044 \pm 0,007 \text{ mas.jour}^{-2}$  et  $\dot{v}_{\text{sud}} = -0,31 \pm 0,04 \text{ mas.jour}^{-2}$ . Cela ne représente qu’une variation de quelques points de pourcentage, qui sont en majorité englobés dans les barres d’erreur. De même, l’inclinaison du jet est proche de celle donnée par Atri *et al.* (2020), à  $65 \pm 4^\circ$ .

L’étude de Wood *et al.* (2021) est intéressante non seulement parce qu’elle corrige légèrement nos valeurs, mais surtout car elle montre toute la complexité de l’étude des jets larges émis par les microquasars lors de leurs changements d’état. En effet, tout laissait penser que MAXI J1820+070 avait émis uniquement deux composantes symétriques, que l’on avait suivies dans le temps, mais il s’avère que deux éjections ont en fait eu lieu à quelques heures d’intervalle au niveau de la transition. La composante lente issue de la première éjection serait responsable du pic de luminosité radio, et l’éjection des secondes composantes – celles que l’on suit ensuite dans le temps – n’a pas de signature observationnelle claire à l’heure actuelle (Wood *et al.*, 2021).

Cette découverte souligne que les éjections multiples pourraient être bien plus courantes qu’on ne le pense, voire être la norme (pour un autre exemple d’éjection multiple, voir le chapitre 7), mais que les détecter sera compliqué puisque les composantes lentes et peu lumineuses passent souvent inaperçues lors des observations avec des instruments classiques. Il faudrait alors idéalement observer toutes les transitions de l’état dur à l’état mou avec des instruments VLBI.





---

# JETS RELATIVISTES DU MICROQUASAR XTE J1748–288

---

## 7.1 Présentation de XTE J1748–288

XTE J1748–288 est une source X transitoire découverte le 4 juin 1998 par les détecteurs X RXTE/ASM et CGRO/BATSE (Harmon *et al.*, 1998; Smith *et al.*, 1998). La source s’est révélée assez brillante, atteignant 600 mCrab (c’est-à-dire  $1,44 \times 10^{-8}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>) dans la bande d’énergie 2 – 10 keV le lendemain de sa découverte (Strohmayer & Marshall, 1998). Cette forte luminosité, atteinte rapidement après la découverte de la source, ainsi que la transition vers l’état mou, qui a débuté après seulement deux jours de suivi (Brocksopp *et al.*, 2007), laissent penser que l’on a manqué la partie peu lumineuse de l’état dur au début du sursaut. On ne dispose donc pas d’observations de XTE J1748–288 durant la première partie de son sursaut de 1998 – ni d’aucun autre sursaut, car il s’agit du seul sursaut connu à l’heure actuelle pour cette source.

Une contrepartie radio à XTE J1748–288 a été détectée par le VLA le 7 juin 1998 (Hjellming *et al.*, 1998b). Des observations additionnelles ont relevé une multiplication par 4 du flux radio entre le 7 et le 10 juin (Hjellming *et al.*, 1998a), ce qui correspond à l’observation d’un pic radio croissant observé juste après la transition vers l’état mou. La source émettrice de flux radio a finalement été résolue en un jet, interprété à l’époque comme unilatéral et ayant une date d’éjection estimée au 1<sup>er</sup> juin (Hjellming *et al.*, 1998c; Rupen *et al.*, 1998). Plus précisément, d’après Hjellming *et al.* (1998c), deux séquences d’éjection de matière sont visibles dans les courbes de lumière X, correspondant selon les auteurs à l’émission de deux jets unilatéraux fortement polarisés linéairement, résolus distinctement sur les images, éjectés à des vitesses supérieures à 20 millisecondes d’arc par jour. Les auteurs estiment par étude de l’absorption de la raie HI à 21 cm que la distance de XTE J1748–288 est supérieure à 8 kpc. À cette distance, la vitesse des jets correspond à une vitesse apparente supérieure à 0,93 *c*.

De plus, les mêmes auteurs soulignent que l’on observe un ralentissement des jets, couplé à une forte augmentation de leur luminosité, à cause de chocs avec la matière environnante. Cette découverte n’a pas fait l’objet d’une publication validée par les pairs, mais seulement de la communication orale citée plus haut et d’un communiqué de presse (National Radio Astronomy Observatory, 1999). Il ne reste pas d’autre trace de ce travail; aussi, au cours de cette thèse, j’ai réanalysé l’intégralité des données VLA relatives à XTE J1748–288 pour étudier les jets discrets émis par cette source.

Avant de présenter les données étudiées au cours de cette thèse, on souligne que l’objet compact contenu dans XTE J1748–288 est très probablement un trou noir. En effet, Miller *et al.* (2001) déduisent de l’analyse spectrale des données RXTE une masse  $M > 4,5 M_{\odot}$  pour l’objet compact, ce qui dépasse la masse maximale d’une étoile à neutrons.

## 7.2 Jeu de données d’archive

### Sélection des données d’intérêt

Comme indiqué dans la section précédente, bien qu’une analyse des observations radio des jets de XTE J1748–288 ait été conduite – puisqu’elle a donné lieu à une communication orale et à un communiqué de presse –, aucune publication formelle de résultats n’a été faite par les chercheurs concernés.

La première étude soumise à comité de lecture analysant des observations radio de XTE J1748–288 est celle de Brocksopp *et al.* (2007). Les auteurs se concentrent sur sept observations ATCA effectuées entre le 10 juin et le 23 juillet 1998, c’est-à-dire durant l’état mou du sursaut de XTE J1748–288, ainsi que sur six observations VLA quasi simultanées avec les observations ATCA. De l’émission radio est détectée dans toutes les observations; elle n’est pas résolue par ATCA, mais elle est résolue en deux sources orientées est – ouest par le VLA. La présence d’une émission radio dans l’état mou, mais aussi le haut niveau de polarisation linéaire, qui vaut 23 % après le retour à l’état dur alors qu’il est rare que les jets compacts soient fortement polarisés, sont la signature d’une émission synchrotron optiquement mince, c’est-à-dire de jets discrets persistants. Les auteurs soulignent l’intérêt central de XTE J1748–288 pour l’étude des microquasars en radio, puisqu’ayant atteint 600 mJy environ, il s’agit d’une des sources les plus brillantes connues; mais leur étude partielle des jets discrets ne va pas au-delà du 23 juillet 1998.

Au cours de ma thèse, je me suis donc penchée sur l’évolution à long terme des jets discrets après leur éjection au début du mois de juin 1998. Pour ce faire, j’ai utilisé des données d’archive VLA disponibles publiquement. La première campagne d’observation VLA de XTE J1748–288 commence le 7 juin 1998 et s’arrête le 7 mars 1999, ce qui représente 9 mois de campagne (PI : Robert Hjellming, campagne AH628). D’autres campagnes d’observation prennent ensuite le relais, ce qui assure l’existence d’observations radio (certes moins densément réparties) de XTE J1748–288 jusqu’en 2001 au moins. La campagne de 1998 comprend des observations effectuées tous les quelques jours, puis toutes les semaines, dans cinq bandes de fréquences différentes au maximum (toutes les bandes ne sont pas présentes dans toutes les observations). Les fréquences centrales de ces cinq bandes sont 1,42 GHz pour la bande L, 4,86 GHz pour la bande C, 8,46 GHz pour la bande X, 14,94 GHz pour la bande Ku et 22,46 GHz pour la bande K. La résolution spectrale est à chaque fois de deux canaux de 50 MHz puisque l’instrument utilisé est le VLA avant mise à niveau.

Si l’on considère uniquement cette première campagne d’observation, les données d’archive du VLA contenaient un total de 224 observations réparties sur ces

cinq bandes. Des contraintes temporelles liées à la thèse ont nécessité de hiérarchiser les observations à réduire en fonction de leur intérêt scientifique. Nous nous concentrons sur les jets discrets : le critère de sélection principal des observations est donc leur résolution spatiale. Les observations qui ont finalement été réduites sont présentées dans le tableau 7.1 : afin d’assurer la meilleure résolution possible, j’ai sélectionné plutôt les bandes à haute fréquence (X, Ku et K) et j’ai abandonné les bandes L et C car quelques réductions ont montré que la résolution de ces deux bandes était trop faible pour en tirer des informations exploitables. De plus, on parle ici d’un suivi radio à long terme sur plus de 6 mois : la configuration du VLA a donc changé plusieurs fois durant cette période. J’ai donc conservé en priorité les observations effectuées avec les configurations favorisant la meilleure résolution, c’est-à-dire les configurations A, BnA et B. Un test de réduction de quelques observations en configuration CnB a montré une perte de résolution trop importante (par exemple, en bande X, le faisceau reconstruit mesure 1,63 secondes d’arc en configuration B le 20 octobre 1998 et 3,04 secondes d’arc en configuration CnB le 30 octobre 1998, soit une résolution presque divisée par deux) pour que cette configuration ait un intérêt dans l’étude des jets.

TABLEAU 7.1 – Campagne d’observation VLA de XTE J1748–288, présentant le nombre d’observations par bande et par configuration du VLA. Les deux chiffres indiquent le nombre d’observations réduites comparé au nombre d’observations total (entre parenthèses). Seules les observations de la première campagne, en 1998, sont mentionnées ici.

Config. VLA	A	BnA	B	CnB	C	DnC	D	Total
Bande L	0 (1)	1 (6)	3 (20)	0 (4)	0 (10)	0 (1)	0 (0)	4 (42)
Bande C	1 (1)	2 (7)	3 (21)	0 (4)	0 (11)	0 (1)	0 (1)	6 (46)
Bande X	0 (0)	5 (5)	20 (20)	2 (4)	0 (11)	0 (1)	0 (1)	27 (42)
Bande Ku	0 (0)	8 (8)	21 (21)	2 (4)	0 (12)	0 (1)	0 (1)	31 (47)
Bande K	0 (0)	8 (8)	21 (21)	2 (4)	0 (12)	0 (1)	0 (1)	31 (47)
Total	1 (2)	24 (34)	68 (103)	6 (20)	0 (56)	0 (5)	0 (4)	99 (224)

Enfin, les données réduites consistent en grande majorité en des observations dans les bandes X, Ku et K, en configurations BnA et B – pour ces bandes et configurations, j’ai réduit toutes les données disponibles. En 1998, la seule observation en configuration A est celle du 7 juin 1998. Malheureusement, pour cette date (la première observation VLA de XTE J1748–288), seules les bandes L et C ont été utilisées. J’ai donc réduit l’observation en bande C, afin d’obtenir une position de la contrepartie radio de XTE J1748–288 le plus tôt possible dans le sursaut, bien que déjà dans l’état mou. J’ai obtenu la position  $17^{\text{h}}48^{\text{m}}05,05^{\text{s}}; -28^{\circ}28'25,85''$ , qui est très proche de la position  $17^{\text{h}}48^{\text{m}}05,06^{\text{s}}; -28^{\circ}28'25,8''$  publiée à partir de la même observation par Hjellming *et al.* (1998b). Ma position VLA du 7 juin 1998 sera donc utilisée comme position de référence pour XTE J1748–288 dans la suite.

À cause des changements de configuration du VLA, la dernière observation du projet AH628 exploitée est celle du 20 octobre 1998. J’ai ensuite sélectionné quelques observations plus tardives dans le projet AH669 (PI : Robert Hjellming ; ce projet prend exactement la suite du précédent) pour étudier l’évolution tardive des jets discrets. Comme on s’attend à un flux faible des jets après plusieurs mois, je me suis concentrée sur la bande X : le flux est en effet normalement plus faible aux fréquences plus élevées (d’après le spectre synchrotron optiquement mince) ; de plus, les bandes Ku et K sont plus sensibles à la faible stabilité de l’atmosphère, ce qui rend le traitement de détections faibles voire marginales extrêmement compliqué. J’ai donc sélectionné sept observations tardives en bande X, toutes en configuration A du VLA et avec la durée sur la source la plus longue possible pour augmenter la sensibilité : le 27 juin 1999 (42 minutes), le 28 juin 1999 (35 minutes), le 4 juillet 1999 (20 minutes), le 13 juillet 1999 (17 minutes), le 28 juillet 1999 (39 minutes), le 1<sup>er</sup> septembre 1999 (20 minutes) et le 26 octobre 2000 (22 minutes). On balaie ainsi la période comprise entre un an et plus de deux ans après l’éjection des jets discrets.

## Réduction des données

La réduction des données a eu lieu selon la méthode présentée dans la section 4.2, adaptée au vieux VLA : cet instrument impose notamment une bande passante spectrale très limitée, avec deux canaux de 50 MHz uniquement. De plus, le champ de vue contient de l’émission diffuse (identifiée par Brocksopp *et al.* (2007) comme un reste de supernova) ; il a donc fallu couper les lignes de base courtes dans les bandes L, C et X. À part ces ajustements, la réduction est conforme à ce qui a été présenté dans la section 4.2, avec 1331+305 comme calibrateur de flux et 1744–312 ou 1751–253 comme calibrateurs de phase (ce dernier étant utilisé uniquement en bandes L, C et parfois X). Le calibrateur de flux était malheureusement absent de plus de la moitié des observations : dans ce cas, je l’ai récupéré depuis une autre observation (dans la même bande et, idéalement, la même configuration), la plus proche en date possible. Ceci a parfois impliqué plus d’un mois d’écart entre l’observation du calibrateur de flux et l’observation du calibrateur de phase et de la source, mais, un calibrateur de flux étant par définition stable dans le temps, on a jugé cet écart temporel négligeable.

On souligne qu’à l’époque de l’acquisition des données, l’outil utilisé pour réduire les données radio n’était pas CASA, mais AIPS ; CASA n’est au départ pas pensé pour le vieux VLA mais pour ALMA et le nouveau VLA. De nombreux essais et échanges avec notamment Lilia Tremou et James Miller-Jones ont été nécessaires pour obtenir un algorithme de réduction des données du vieux VLA satisfaisant, donnant des résultats vraisemblables et comparables aux résultats obtenus en 1998.

## Problèmes liés au traitement des données

L’obtention de cet algorithme a été ralentie par plusieurs problèmes additionnels, en plus du manque de calibrateur de flux. XTE J1748–288 est en direction

du centre galactique : c'est une source très basse sur l'horizon à la position du VLA. Sur l'ensemble des observations étudiées, l'élévation la plus haute rencontrée pour XTE J1748–288 est de 27,6 degrés au-dessus de l'horizon, et la plus basse est de 11,5 degrés, avec une moyenne à 23 degrés. Pour comparaison, précisons que les équipes du VLA déconseillent aujourd'hui fortement toutes les observations à plus de 15 GHz (donc dans les bandes Ku et K) à moins de 30 degrés au-dessus de l'horizon : les observations de XTE J1748–288 effectuées en 1998 sont donc, selon ce critère, de mauvaise qualité. En effet, aux fréquences élevées, le rayonnement radio est fortement perturbé par les fluctuations de l'atmosphère, qui n'est pas stable. Or, plus l'on observe bas sur l'horizon, plus l'épaisseur d'atmosphère traversée est élevée et donc plus les données sont dégradées. Ceci explique pourquoi nos observations en bande K surtout, et dans une moindre mesure en bande Ku, sont de très mauvaise qualité et difficiles à réduire.

Un deuxième facteur a rendu problématique la réduction des données : les observations ont été effectuées en mode *snapshot*, c'est-à-dire qu'il s'agit d'observations très courtes, avec en moyenne 3 à 4 minutes d'observation sur source par bande et par date. Malgré la brillance de la source qui permet de la détecter sans difficulté, il s'agit d'une durée trop faible pour avoir une bonne calibration vu les problèmes d'élévation de la source et de perturbations de l'atmosphère.

Pour toutes les raisons que l'on vient de citer, effectuer une étape de *self-calibration* indépendante de la direction s'est révélé nécessaire pour obtenir des images exploitables scientifiquement. Ceci implique immédiatement la perte de la référence de position absolue des images, d'autant plus que le champ de vue ne comporte pas de source de référence proche de XTE J1748–288 permettant de recalibrer l'astrométrie. Comme on le verra par la suite, cette perte de la position absolue a été un problème pour identifier des jets en mouvement.

Après l'obtention des images, j'ai ajusté les différentes sources observées grâce à la tâche `imfit` de CASA, avec des sources ponctuelles ou des gaussiennes non ponctuelles suivant ce qui correspondait le mieux aux images. Ceci demande aussi justification : par défaut, on utilise normalement des sources ponctuelles puisque les composantes radio des microquasars sont rarement résolues. Néanmoins, l'ajustement du flux détecté dans certaines images nécessitait parfois l'utilisation de 6 ou 7 sources ponctuelles juxtaposées, le flux s'étalant sur une grande « barre » verticale est – ouest. Ce nombre de sources est théoriquement possible, puisque plusieurs jets peuvent être émis successivement, et que les jets peuvent aussi se fractionner au cours de leur propagation, ce qui justifierait la présence de nombreux maxima locaux sur les images radio. Néanmoins, nous avons rencontré un problème, car ce nombre de sources n'était pas constant du tout : on pouvait avoir besoin de 6 sources pour ajuster le flux à une date, et de seulement 4 pour l'observation d'après (ou d'avant) : même si des jets peuvent bien sûr s'éteindre au cours du temps, cela arrive rarement d'un coup d'une semaine sur l'autre – et on observe rarement des jets « clignotants » avec des séquences de type 3 sources – 6 sources – 4 sources – 5 sources etc. Face à cette constatation, qui pourrait peut-être s'expliquer par du mouvement et des chocs internes dans les jets, rendant des zones plus ou moins brillantes, mais aussi par la (très) mauvaise qualité de certaines images pleines d'artefacts, et qui rend impossible l'identification des

sources ajustées d'une date sur l'autre, je me suis parfois rabattue sur des ajustements de gaussiennes non ponctuelles. Cela permet de diminuer le nombre de sources obtenues, dans l'objectif de pouvoir identifier les composantes d'une date sur l'autre. En faisant cela, on perd forcément de l'information sur des sources moins brillantes (un jet qui serait en cours d'extinction, par exemple) qui seront englobées dans les gaussiennes. Mais l'important pour comprendre la situation générale est déjà d'ajuster les zones les plus brillantes et de les suivre dans le temps : je me suis donc assurée que les gaussiennes ajustaient bien les pics radio, sans que leurs maxima ne soient décalés par la nécessité d'englober plus de flux à cause du nombre restreint de sources ajustées. La technique d'utiliser des sources non ponctuelles, totalement opportuniste, n'est néanmoins peut-être pas totalement fautive. En effet, XTE J1748–288 est proche du centre galactique : il est donc possible que nos difficultés d'ajustement soient dues à de l'émission diffuse qui resterait malgré la coupure des lignes de base courtes et/ou que les sources soient effectivement élargies par des effets observationnels.

## Problèmes liés à l'analyse des données

L'algorithme développé pour calibrer les données avec CASA ne suit pas tout à fait les étapes de calibration usuelles : on a ajouté des étapes supplémentaires dans le but de corriger les variations rapides de phase liées aux fluctuations de l'atmosphère. Ces fluctuations affectent principalement les données à haute fréquence, c'est-à-dire la bande K, dont les données ne sont pas exploitables si l'on ne corrige pas la phase autant que possible (aucune correction ne pourra être parfaite, surtout vu l'élévation faible de la source). On peut donc considérer que nous avons développé un algorithme de calibration des données du vieux VLA « spécial hautes fréquences ». Néanmoins, cela pose question : cet algorithme fournit-il aussi la meilleure calibration possible pour les données à fréquence plus basse, en bandes X et Ku ? En effet, nos images après calibration mais avant *self-calibration* ne sont en général pas extraordinaires : elles présentent beaucoup d'artefacts et une calibration inadaptée en est peut-être en partie la cause.

J'ai donc comparé notre calibration « haute fréquence » avec une calibration « classique » pour deux observations (4 et 14 août 1998) en bande Ku. Ces deux dates ont été choisies car elles se comportaient très différemment : sans être vraiment utilisable scientifiquement, l'image avant *self-calibration* du 14 août était correcte, avec une détection proche de la position de référence de XTE J1748–288, alors que l'image du 4 août montrait une source totalement décalée, à environ 3 secondes d'arc de la position attendue. J'ai donc calibré les données à deux reprises avec les deux méthodes de calibration, puis construit des images à partir des données résultantes ; puis j'ai effectué une *self-calibration* sur les données et enfin de nouveau construit des images. Toutes les images obtenues sont présentées sur la figure 7.1.

On peut remarquer que pour les deux dates, les résultats des deux calibrations simples (avant *self-calibration*) sont assez similaires : aucune des deux calibrations ne semble meilleure que l'autre pour la bande Ku. On a néanmoins une légère différence dans la répartition du flux et des artefacts ; j'ai donc

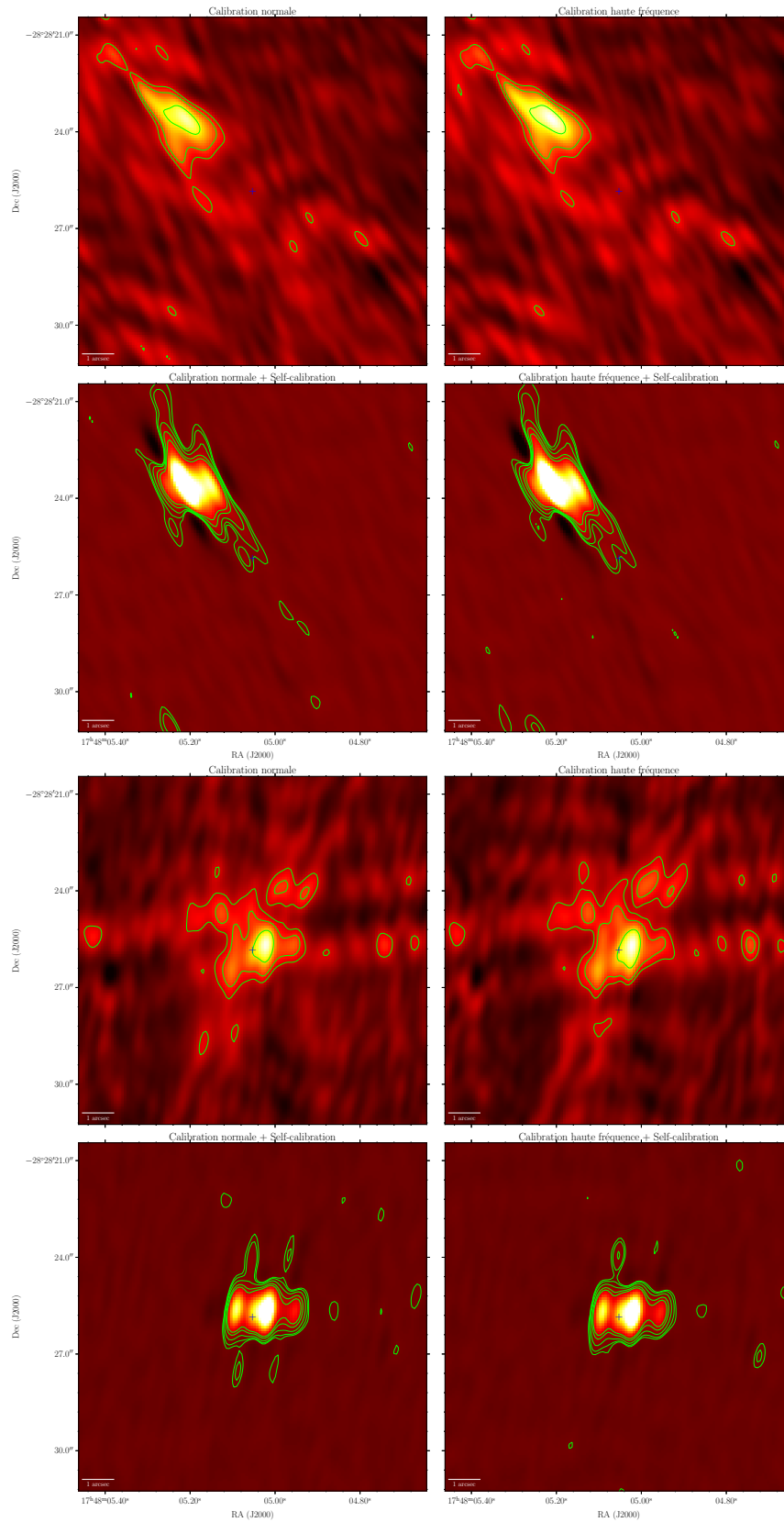


FIGURE 7.1 – Images obtenues pour les deux calibrations, et sans et avec *self-calibration* (voir le titre des images), pour les données du 4 août (en haut) et du 14 août (en bas), en bande Ku. L'échelle de couleurs est la même pour les 4 images. Les contours sont à 3, 5, 10, 20 et 30  $\sigma$ . La croix indique la position de référence.

voulu m’assurer que les images étaient aussi similaires après *self-calibration*. En observant les images concernées, on peut voir que les contours sont encore une fois légèrement différents, les artefacts ne se répartissant pas exactement de la même manière. Néanmoins, d’un point de vue scientifique, les deux images donnent des résultats de mesure de flux et de position très similaires. En prenant en compte les barres d’erreur inhérentes à toutes ces mesures, on peut considérer que les images sont parfaitement identiques après *self-calibration* : aucune technique n’est meilleure que l’autre pour la bande Ku. On souligne qu’après *self-calibration*, l’image du 4 août est toujours peu exploitable, avec énormément d’artefacts et une source totalement décalée par rapport à la position de référence représentée par la croix bleue. Ce problème n’est pas encore résolu à l’heure actuelle et montre bien que, même après *self-calibration*, nos données sont problématiques et donc difficiles à analyser – à l’heure actuelle, le 4 août n’est pas inclus dans nos résultats, tout comme de nombreuses autres dates.

Si ce test de comparaison des deux calibrations établit de manière relativement fiable que l’image obtenue avec notre calibration « haute fréquence » avant *self-calibration* est correcte, il ne confirme pas que l’image après *self-calibration* est correcte. En effet, on a toujours en radio-astronomie la « crainte » que l’image obtenue après *self-calibration* soit fautive, car si cette étape est mal réalisée, elle risque d’introduire dans les images des sources fantômes, qui n’existent pas dans la réalité. Il s’agit du même mécanisme que celui qui fait perdre la position absolue sur les images : on sélectionne l’emplacement de la source sur l’image, et la phase des données est corrigée selon l’hypothèse que la source est effectivement à cet emplacement. On peut donc artificiellement créer des sources non existantes si on sélectionne des zones au hasard dans l’image ; et on peut aussi « décaler » une source détectée, puisqu’elle se retrouvera forcément après la *self-calibration* à l’endroit que l’on aura sélectionné et pas à sa position initiale ou vraie. En revanche, la *self-calibration* ne peut pas faire disparaître de composante que l’on n’aurait pas sélectionnée au départ. J’ai donc systématiquement sélectionné une seule composante sur les images quand je n’étais pas sûr de quels pics de flux étaient des artefacts ou des sources réelles.

On peut donc considérer que les nombreuses sources détectées sur les images finales sont bien réelles et non créées par la *self-calibration* à laquelle j’ai imposé uniquement une seule source ponctuelle. J’ai pu vérifier la fiabilité de mes images en les comparant avec quelques images en bandes X et K datant de la réduction des données en 1998 avec AIPS, retrouvées par James Miller-Jones. Le changement de logiciel fait que les images ne sont pas identiques, mais on peut au moins vérifier si les images anciennes concordent avec les nouvelles quant au nombre de sources dans l’image, et cela semble être le cas, ce qui renforce notre confiance dans notre *self-calibration*.

Par contre, les sources sont centrées sur la position que j’ai entourée lors de la *self-calibration* : cela signifie que l’on ne peut pas comparer les positions des sources obtenues avec une position de référence pour en déduire directement le mouvement de chaque source. Après l’ajustement des sources avec *imfit*, il faut donc « reconnaître » les sources d’une date sur l’autre, en se servant de leur



allure, de la répartition du flux, du nombre de sources dans l'image, etc. Ceci est un gros problème vu le nombre élevé de sources dans les images, combiné avec la présence d'artefacts qui peuvent être confondus avec des sources. À l'heure de la rédaction de ce paragraphe, cela bloque l'analyse des données, puisqu'il est difficile d'identifier les sources d'une image sur l'autre : construire une courbe de lumière ou un spectre pour chaque source est donc quasi impossible dans ces conditions.

## 7.3 Résultats préliminaires

*Les résultats présentés dans ce qui va suivre sont uniquement des résultats préliminaires. Ils sont inclus ici dans un souci d'exhaustivité et afin de refléter les premiers résultats de ce projet ayant occupé une fraction non négligeable de la durée de cette thèse, mais ils sont amenés à changer.*

*Les codes utilisés pour automatiser l'analyse des données réduites ont été co-écrits en collaboration avec Michaël Paulon et sont tous disponibles publiquement à l'adresse <https://github.com/mpaulon/pyfitsutils>.*

### Étude générale du sursaut de XTE J1748–288

On va commencer par présenter le sursaut de 1998 de XTE J1748–288 dans son ensemble. Nos données étant uniquement des données VLA, insuffisantes pour caractériser un sursaut défini d'abord grâce aux observations X, on se réfère à la littérature pour l'analyse des données X.

La figure 7.2, extraite de Brocksopp *et al.* (2007), présente les courbes de lumière CGRO/BATSE et RXTE/ASM de XTE J1748–288 au cours de son sursaut, le rapport de dureté associé calculé à l'aide de données RXTE/ASM, et la courbe de lumière ATCA. Les lignes pointillées verticales indiquent les dates des transitions d'état telles que déterminées par Revnivtsev *et al.* (2000).

Cette courbe de lumière nuance l'affirmation faite en introduction de chapitre selon laquelle le début du sursaut aurait été raté : XTE J1748–288 a été découverte seulement le 4 juin, mais, RXTE/ASM scannant l'intégralité du ciel permanence, le flux provenant de la binaire X était déjà mesuré avant sa découverte ; Brocksopp *et al.* (2007) ont ainsi pu obtenir des données RXTE de la montée en luminosité de la source au début de son sursaut. La montée en flux des rayons X est néanmoins très brutale, avec très peu d'observations durant cette période ; de plus, ASM est un instrument assez peu sensible par rapport à nos instruments actuels. Il est donc possible que la montée observée dans la courbe soit plus courte que la montée en flux réelle, que le sursaut ait commencé avant le 3 juin (date indiquée par les auteurs comme la date de début du sursaut), et que le début de la montée ait été inférieur au seuil de détection de ASM avant cette date. Comme les observations radio VLA et ATCA ont démarré le 10 juin 1998, il manque au moins une semaine d'état dur aux observations radio, limitant les possibilités d'analyse de celui-ci.

Les dates de transition entre états spectraux ont été déterminées à partir des données RXTE (ASM et PCA) par Revnivtsev *et al.* (2000). Les dates de

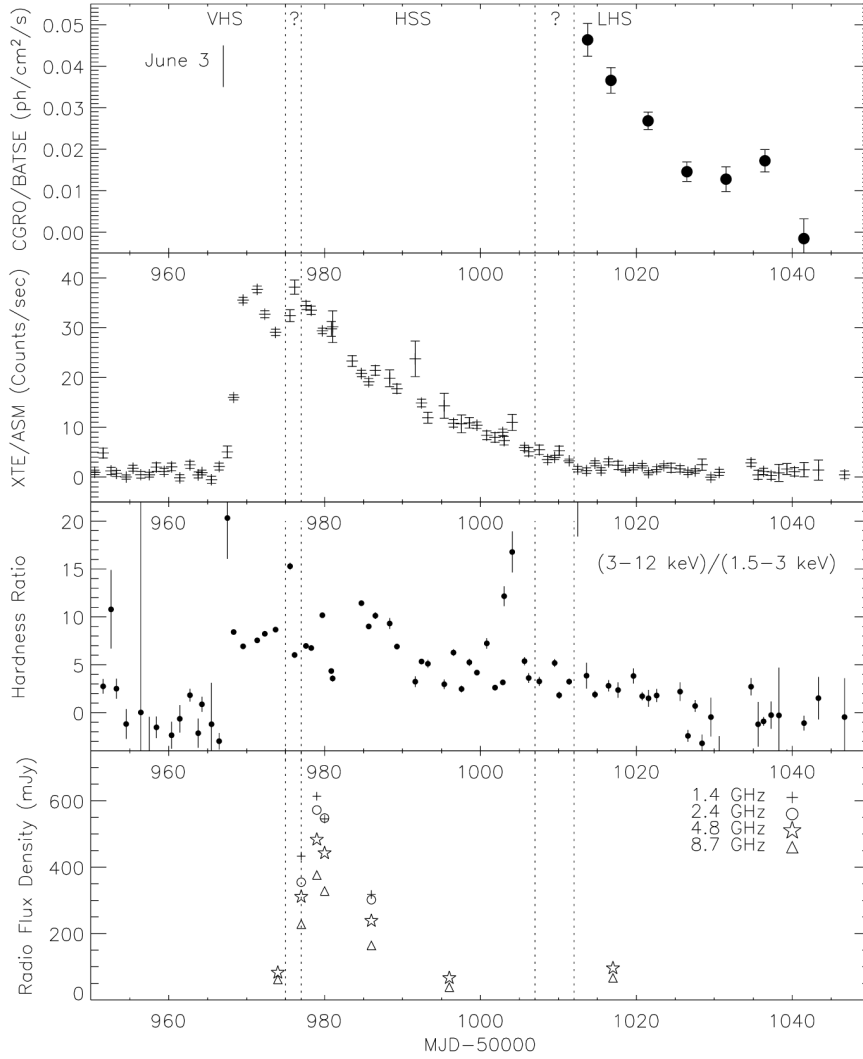


FIGURE 7.2 – Courbe de lumière X et radio de XTE J1748–288 durant son sursaut de 1998. *Premier panneau* : Courbe de lumière CGRO/BATSE entre 20 et 100 keV. *Deuxième panneau* : Courbe de lumière RXTE/ASM entre 1,5 et 12 keV. *Troisième panneau* : Rapport de dureté  $[3 - 12 \text{ keV}]/[1,5 - 3 \text{ keV}]$  mesuré par RXTE/ASM. *Quatrième panneau* : Courbe de lumière radio ATCA. Figure extraite de Brocksopp *et al.* (2007).

transition entre états sont définies comme des intervalles (d'où les doubles lignes pointillées à chaque fois) puisque les auteurs ne se prononcent pas sur le moment précis de transition entre deux observations. On attire l'attention du lecteur sur le fait qu'à l'époque, les états spectraux étaient définis différemment : on retrouve donc les états *very high state* (VHS), *high soft state* (HSS) et *low hard state* (LHS) sur la figure. On peut considérer que l'état mou correspond au *high soft state* et l'état dur au *low hard state*, et les paramètres d'ajustement spectral obtenus par Revnivtsev *et al.* (2000) confirment cela, puisqu'ils ajustent un disque de corps noirs (plus de 60 % du flux) ainsi qu'une loi de puissance dure dans le premier, et une loi de puissance absorbée avec coupure à haute énergie dans le deuxième. L'état *very high state* est moins clairement défini par rapport aux

états actuels puisqu'il varie selon les sources à l'époque. Ici, le spectre est bien ajusté par une loi de puissance dure sans coupure qui représente plus de 80 % du flux, additionnée d'une composante faible de disque de corps noirs et d'absorption. Ce type de spectre inciterait plutôt aujourd'hui à classer cet état comme l'état intermédiaire – ce que font d'ailleurs Homan *et al.* (2001) – : on peut par exemple le comparer avec les résultats obtenus pour MAXI J1348–630 ou MAXI J1803–298, microquasars pour lesquels la composante de corps noirs apparaît dans le spectre au moment de l'état intermédiaire (Carotenuto *et al.*, 2021a; Shidatsu *et al.*, 2022). L'état intermédiaire correspondrait alors plutôt à la période tardive du « VHS » sur la courbe de lumière, quand la luminosité a augmenté suffisamment pour que la composante du disque prenne davantage d'importance, et la partie à plus faible luminosité au début du sursaut correspondrait à l'état dur initial. En effet, on peut parfois observer une légère composante de disque d'accrétion dès l'état dur (Homan *et al.*, 2001), ce n'est donc pas contradictoire avec nos définitions actuelles des états spectraux.

En redéfinissant ainsi les états spectraux traversés par XTE J1748–288 – sans définir les dates de transition exactes : une étude plus poussée des données X en ajustant nous-mêmes les spectres serait nécessaire pour cela –, le parcours de la source entre les différents états spectraux est tout à fait typique des sursauts usuels de microquasars. Faute d'avoir refait l'analyse des données X nous-mêmes, nous nous servons uniquement de manière informative des dates des transitions entre états lorsqu'elles sont nécessaires à la réflexion, mais sans leur accorder toute notre confiance.

On s'intéresse maintenant à la courbe de lumière radio. La courbe de lumière ATCA (figure 7.2) – instrument qui ne résout pas les différentes composantes radio de la source, d'après Brocksopp *et al.* (2007) – présente un pic bien visible à toutes les longueurs d'onde observées. Ce pic arrive deux ou trois jours après le maximum du pic observé dans les rayons X. Ce décalage n'est pas inattendu pour les binaires X, comme le justifient Fender *et al.* (2009), puisque des effets liés à l'épaisseur optique peuvent l'expliquer (pour un exemple autre que XTE J1748–288 d'un décalage de plusieurs jours, voir entre autres la courbe de lumière de MAXI J1803–298 sur la figure 5.2). On souligne que le pic radio observé est ce que l'on appelle le *flare*, c'est-à-dire le pic radio lié à la transition d'état et à l'éjection d'un jet discret. En effet, dans les courbes de lumière radio récentes, on observe souvent deux pics (voir par exemple les courbes de lumière de MAXI J1803–298, de MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2021a), de MAXI J1535–571 (Russell *et al.*, 2019b), etc.), le premier pic encore dans l'état dur correspondant au maximum de luminosité atteint par le jet compact, et le deuxième étant le *flare*. Néanmoins, XTE J1748–288 présente un profil de sursaut que l'on appelle *fast rise, exponential decay* (FRED; McClintock & Remillard, 2006; Suleimanov *et al.*, 2008; Lipunova & Malanchev, 2017), ce qui implique un début très rapide du sursaut, avec une montée en luminosité brutale et un passage dans l'état mou presque immédiat. Il aurait donc fallu un suivi radio extrêmement dense pour espérer détecter la montée en luminosité du jet compact, son extinction, puis le pic radio associé à la transition d'état, ce qui n'est pas le cas de

notre suivi hebdomadaire avec le VLA. On peut donc considérer que le pic radio observé est le pic associé à la transition d'état et à l'éjection de jets discrets.

La courbe de lumière de Brocksopp *et al.* (2007) se concentrant uniquement sur le début du sursaut, on a tracé la courbe de lumière VLA obtenue à partir de nos observations en bandes X, Ku et K (figure 7.3). Puisque l'on ne peut à l'heure actuelle pas identifier le cœur ni les différents jets d'une image sur l'autre, il s'agit du flux total, c'est-à-dire de la somme du flux de toutes les sources ajustées grâce à `imfit` sur chaque image. L'interprétation de la courbe doit donc se faire en gardant en tête que les variations peuvent être dues à toutes les composantes de XTE J1748–288 : disparition ou réapparition des jets compacts, éjection de jets discrets, disparition de jets discrets, chocs augmentant temporairement le flux, etc.

La courbe de lumière radio présente clairement un pic important autour de MJD 50980 à toutes les longueurs d'onde. Néanmoins, l'allure des trois courbes laisse penser que l'on ne mesure jamais le maximum du flux radio : l'échantillonnage n'est pas suffisant pour cela, le pic est donc plus ou moins tronqué suivant les bandes. On ne peut donc pas estimer le flux maximal atteint dans chacune des bandes, ni étudier un éventuel délai entre les trois maxima. On souligne néanmoins que la position des observations, cohérente avec un maximum atteint entre MJD 50978,34 et MJD 50983,21, est en accord avec la date du pic observé par Brocksopp *et al.* (2007) avec ATCA.

D'après Revnivtsev *et al.* (2000), le retour à l'état dur de XTE J1748–288 aurait lieu entre MJD 51007,28 et MJD 51012,17. Ceci semble coïncider avec la remontée du flux radio que l'on observe après la décroissance rapide du pic radio principal. Après le retour à l'état dur, le flux radio de XTE J1748–288 augmente jusqu'à atteindre un plateau dans les bandes X et Ku (l'émission en bande K est plus variable, mais on rappelle que nos données sont aussi beaucoup moins fiables dans cette bande). Ce plateau dure environ 40 jours, si on le délimite par la décroissance finale du flux dans toutes les bandes ; on inclut donc dans cette durée la diminution du flux en MJD 51052,21 suivie d'une réaugmentation rapide. La présence après le retour dans l'état dur d'une augmentation du flux radio suivie d'un plateau pourrait s'expliquer par la réapparition du jet compact, qui s'ajouterait à l'émission radio, déjà présente, des jets discrets. Néanmoins, la forte variabilité du flux durant cette période laisse penser que des phénomènes d'augmentation temporaire du flux ont lieu aussi dans les jets discrets : le pic autour de MJD 51061,13 pourrait par exemple être dû à des chocs entre jets ou avec le milieu interstellaire, car on n'attend pas à cette période du sursaut une réaugmentation du flux des jets compacts. De plus, les jets compacts sont parfois très peu lumineux entre le retour à l'état dur et la période de quiescence – on pense par exemple aux jets compacts de MAXI J1803–298 qui atteignent difficilement le millijansky avec MeerKAT, alors que le plateau est autour de 100 mJy suivant les fréquences. Il est donc probable que l'intégralité, ou la majeure partie, du flux radio observé pendant toute la période de plateau provienne en fait uniquement des jets discrets. Par souci d'exhaustivité, on souligne que Brocksopp *et al.* (2007) présentent très brièvement une courbe du *Green Bank Interferometer*, sur laquelle on observe le même phénomène de plateau, avec de plus une variabilité très

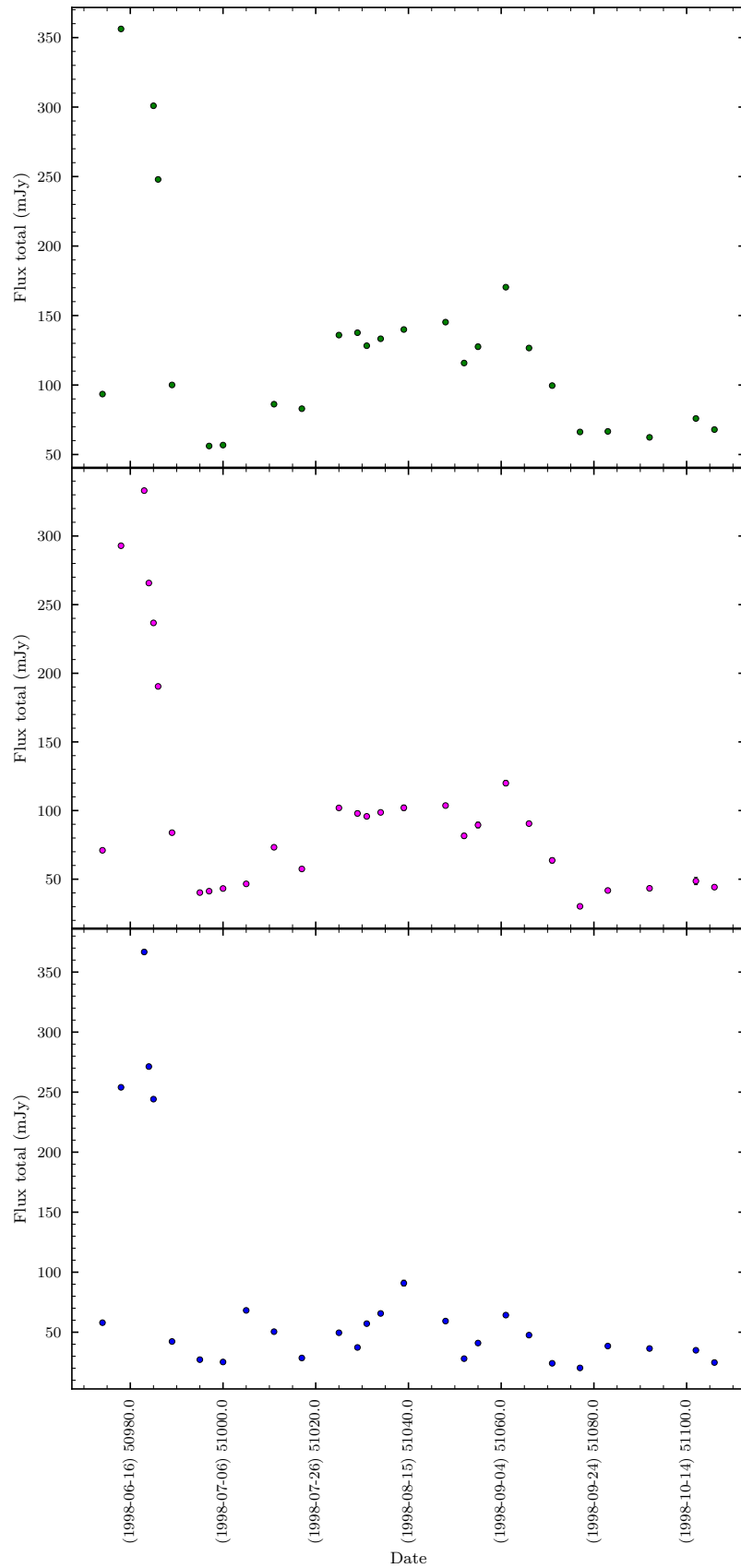


FIGURE 7.3 – Courbe de lumière radio (flux total) dans les bandes X [haut], Ku [milieu] et K [bas] de XTE J1748–288. Les barres d’erreur statistiques provenant de `imfit` sont masquées par la taille des points.

importante (assez similaire à notre courbe de lumière en bande K) du flux radio durant cette période.

L'analyse de ces courbes de lumière peut difficilement être plus poussée avant l'obtention d'une courbe de lumière par source (cœur et jets), permettant de séparer les différentes sources d'émission, et de mieux relier les augmentations et diminutions de flux de chaque source au contexte général et aux courbes de lumière aux autres longueurs d'onde.

## Étude du mouvement des sources radio

Comme on l'a souligné ci-dessus, la *self-calibration* indispensable pour obtenir des images (à peu près) exploitables scientifiquement impose la perte de la position absolue dans les images. Comparer les positions des sources d'une image sur l'autre n'a donc aucun sens et ne peut permettre de relier les observations entre elles d'une bande à l'autre ou d'une date à l'autre. Dans ce contexte, il est presque impossible d'étudier le mouvement des jets discrets, ce qui est pourtant une étape essentielle pour l'obtention des grandeurs physiques caractérisant les jets.

Je me suis donc concentrée à l'heure actuelle sur quelques images successives « ayant du sens », c'est-à-dire dans lesquelles l'allure des sources radio détectées reste sensiblement la même d'une date sur l'autre, ce qui permet de relier les observations entre elles. Ce travail a été fait en bande Ku, et la période choisie va du 31 juillet 1998 au 6 octobre 1998, c'est-à-dire de MJD 51025,23 à MJD 51092,99, en excluant pour l'instant les observations des 4 août, 27 août et 21 septembre, dont les images ne sont en l'état pas exploitables. On présente trois images successives, avant et après *self-calibration*, extraites de cette période sur la figure 7.4 pour donner une idée au lecteur des images obtenues. Quelques images finales supplémentaires sont présentées en fin de chapitre sur la figure 7.6.

Ces images illustrent tout d'abord l'intérêt de la *self-calibration*, puisque les artefacts présents sur les images avant celle-ci auraient rendu impossibles des ajustements corrects pour mesurer le flux des sources avec *imfit*. Néanmoins, on peut faire deux constats : d'une part, des artefacts demeurent après *self-calibration*, signe que nos images ne seront probablement jamais parfaites ; d'autre part, les sources sont quand même identifiables avant *self-calibration* et surtout elles ne semblent pas bouger entre les images avant et après cette étape. Il s'agit aussi d'un critère pour le choix de cette période d'étude, puisque l'on fait bien sûr moins confiance à des images si celle postérieure à la *self-calibration* est totalement différente de celle antérieure à cette étape.

Si l'on s'intéresse maintenant au contenu des images, on peut déjà remarquer que l'on observe au minimum deux sources radio sur chaque image, et plutôt trois. Ces observations correspondent à MJD 51025,23, MJD 51031,12 et MJD 51034,25, c'est-à-dire à des dates postérieures au retour à l'état dur. Le postulat naïf est donc que l'on détecte le cœur de XTE J1748–288 et deux jets discrets. Néanmoins, rien n'indique quelle source est laquelle. Pour alimenter cette réflexion, on a positionné une croix bleue à la position de référence pour XTE J1748–288, obtenue à partir de l'observation du 7 juin 1998 (la longueur des

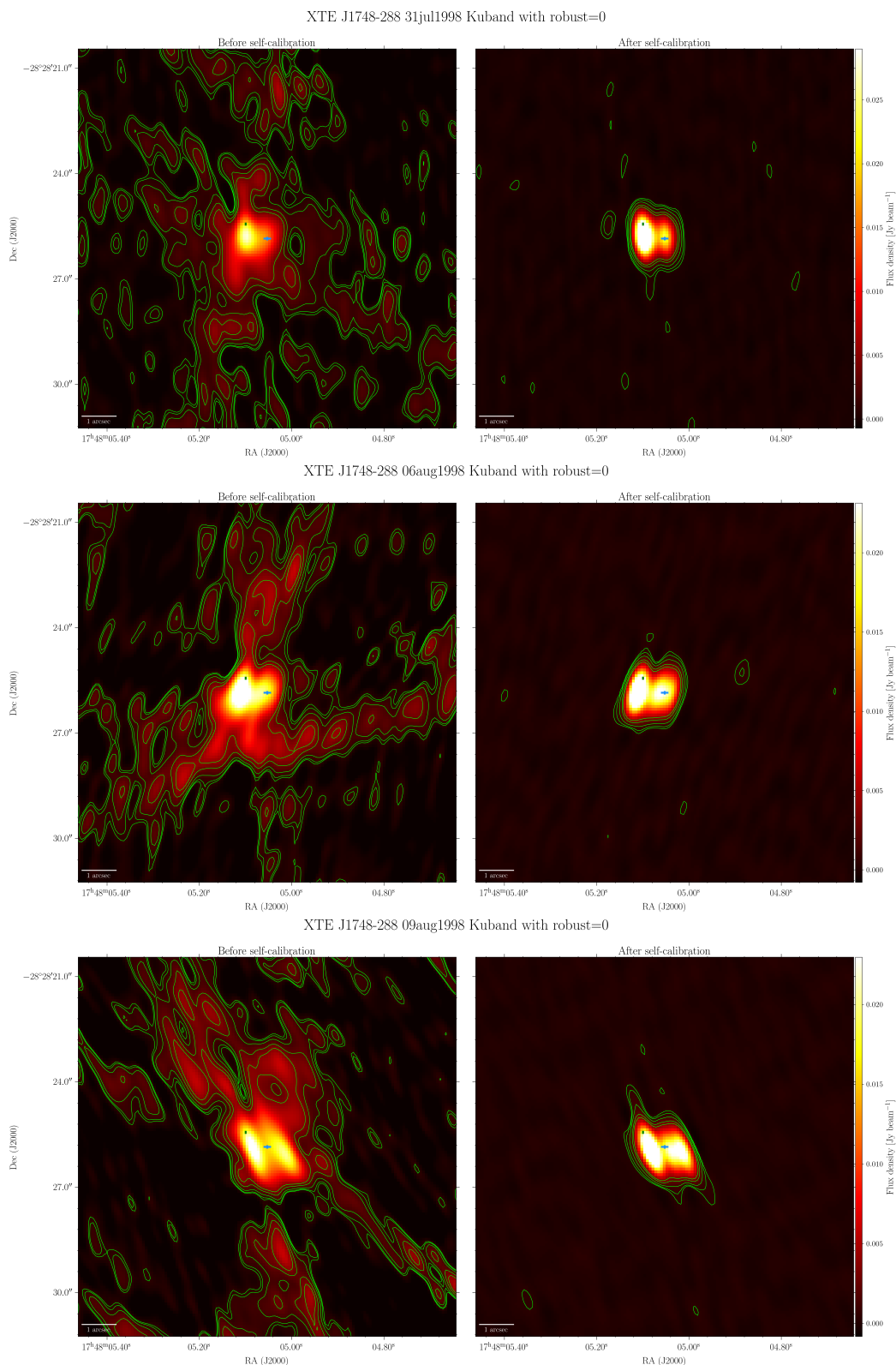


FIGURE 7.4 – XTE J1748–288 en bande Ku les 31 juillet, 6 août et 9 août 1998. L’image de gauche est avant self-calibration et l’image de droite après. La croix bleue représente la position de référence VLA du 7 juin 1998 et la croix verte la position relevée le 26 octobre 2000, la longueur des bras correspondant dans les deux cas à la barre d’erreur sur la position.

bras de la croix correspond aux barres d'erreur `imfit`). Cette position était la même avant et après la *self-calibration* : on peut donc s'en servir pour comparer la position des sources (qui est la même avant et après la *self-calibration*) à la position de référence. On souligne quand même que, comme l'exemple de l'image du 4 août 1998 le montre (figure 7.1), une absence de déplacement entre les images antérieure et postérieure à la *self-calibration* ne garantit en aucun cas que ces images sont correctes en ce qui concerne le positionnement des sources. Si l'on considère que les positions sont correctes ici, cela semble indiquer que la source de gauche est un jet ; la situation est plus confuse à droite et empêche de dire si l'on observe un deuxième jet se dirigeant vers la gauche et le cœur à droite, ou à l'inverse le cœur au centre et un jet se dirigeant vers la droite. Il reste bien sûr la possibilité que les trois sources soient des jets, ce qui complique encore la situation.

Face à cette difficulté d'analyse des images, j'ai pour commencer simplement identifié les sources une à une sur l'ensemble des images analysées : source de gauche = source de gauche, etc., mais en ne me servant pas uniquement de leurs positions relatives – j'ai également utilisé comme indices leurs flux, ainsi que la forme générale des sources, pour garder ouverte la possibilité d'apparition ou de disparition d'une source entre deux images. Après cette identification, j'ai tracé le déplacement des sources en fonction du temps. Ayant remarqué que les mouvements étaient uniquement horizontaux, j'ai simplement tracé les écarts d'ascension droite en fonction du temps pour simplifier le problème.

En temps ordinaire, on aurait tracé  $\Delta RA$  par rapport à la position de référence de la source. Néanmoins, le déplacement en bloc des sources sur les images selon la qualité des données empêche ce tracé d'avoir un sens. J'ai donc tracé le mouvement des sources détectées les unes par rapport aux autres, en considérant deux cas de figure : par rapport à la source de gauche, et par rapport à une source (approximativement) centrale. Ceci repose sur différentes informations : le tracé par rapport à une source centrale est une évidence, vu que l'on s'attend à des jets bilatéraux. J'ai donc sélectionné une source de référence qui, en étudiant les images, pourrait être le cœur ou proche de celui-ci – mais sans aucune certitude bien sûr. Le tracé par rapport à la source de gauche repose quant à lui sur l'information donnée par les responsables des observations à l'époque : ils pensent observer des jets unilatéraux, avec le cœur à gauche et des jets partant vers la droite (Hjellming *et al.*, 1998c ; National Radio Astronomy Observatory, 1999). Les deux courbes obtenues en bande Ku pour les dates indiquées précédemment sont présentées sur la figure 7.5.

La période d'étude choisie n'est pas idéale : il nous manque les 45 premiers jours (approximativement, la date d'éjection étant inconnue) de la vie des jets, période pendant laquelle on s'attend à observer un éloignement du cœur. Par contre, on observe les jets durant toute la durée du plateau de la courbe de lumière et même après.

Le mouvement des jets peut être décomposé en deux phases : une première phase jusqu'à MJD 51031,12 environ, durant laquelle on devine un mouvement d'éloignement des sources les unes par rapport aux autres (c'est un peu mieux visible sur la courbe de droite malgré le nombre limité de points), puis une deuxième



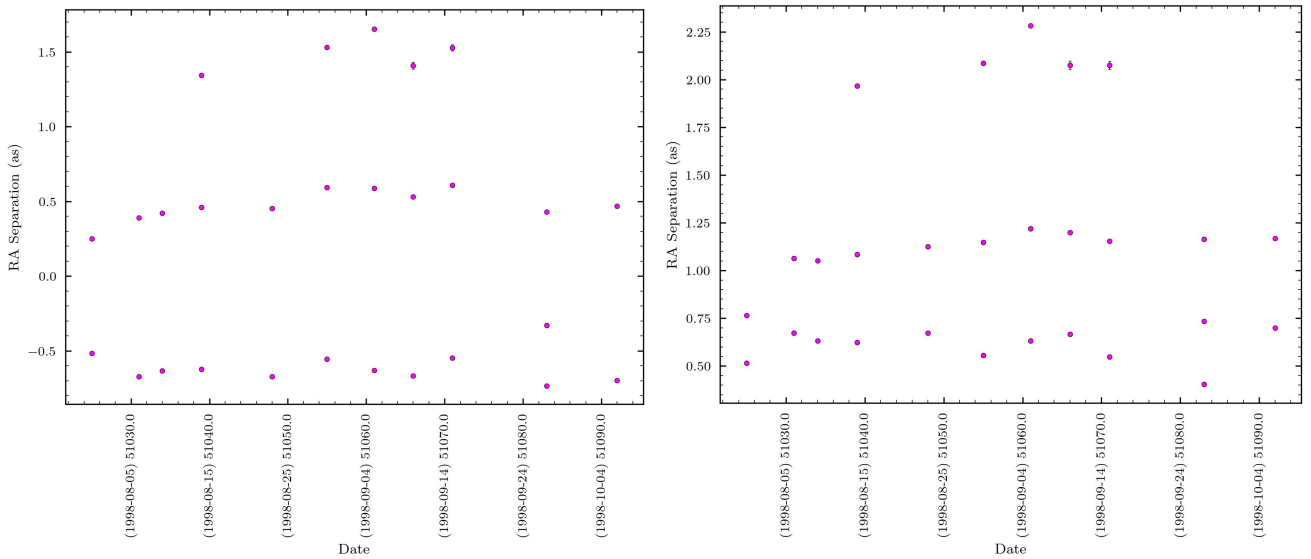


FIGURE 7.5 – Mouvement propre des jets discrets de XTE J1748–288 en bande Ku par rapport à une source de référence choisie parmi les sources détectées. *Gauche* : la source de référence est une source centrale choisie à l’œil sur chaque image. *Droite* : la source de référence est la source de gauche sur les images.

phase où la distance entre les sources reste approximativement constante au cours du temps. Durant cette deuxième phase, on voit quand même des fluctuations, mais elles peuvent être attribuées à la qualité limitée de nos images, pour lesquelles la présence d’artefacts dégrade certains résultats de `imfit`.

La première phase du mouvement est malheureusement peu détaillée : les observations avant le 31 juillet 1998 manquent clairement sur cette courbe. Lorsqu’elles seront ajoutées à la courbe, on devrait pouvoir étudier plus en détail la section de courbe correspondant à l’éloignement des jets, notamment cerner la nature du mouvement et estimer une date d’éjection pour les jets. En effet, avec deux points on observe forcément un mouvement balistique, mais il est possible que ce mouvement d’éloignement soit décéléré. La malchance veut que la date du 4 août, dont les données sont pour l’instant inexploitable, corresponde à MJD 51029,31 : ce point aurait dû constituer un troisième point dans la première partie de la courbe.

Si l’on se concentre maintenant sur la deuxième partie de la courbe, on observe nettement un plateau : les jets ne se déplacent plus. Cela est bien sûr vrai dans les deux hypothèses – l’immobilité ne dépend pas du référentiel choisi. Cela veut dire qu’après MJD 51031,12 environ, la situation est « figée » : le flux des composantes augmente et diminue encore (comme le prouve la courbe de lumière globale sur la figure 7.3) mais elles ne se déplacent plus, ou presque plus. Le flux restant relativement élevé, cet arrêt est probablement le signe d’une interaction forte avec le milieu interstellaire, qui fait freiner fortement les jets, comme cela a déjà été observé pour MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2022b). Une interaction si forte reste toutefois relativement rare, les jets étant en général décélérés mais

continuant à se déplacer (voir les figures de Corbel *et al.*, 2002, 2005 ; Miller-Jones *et al.*, 2011 ; Russell *et al.*, 2019b ; Espinasse *et al.*, 2020, etc.).

Avant de discuter plus en détail les deux hypothèses pour la position du cœur, on souligne la présence de quelques sources supplémentaires sur certaines images. On a défini que  $\Delta RA$  est positif lorsque la source est à droite de la source de référence : les cinq points en haut des courbes sont donc des sources (relativement faibles en flux) qui apparaissent parfois tout à droite de l'ensemble des sources. On observe aussi une source supplémentaire en MJD 51083,04, mais vu les résultats des images antérieure et postérieure, il s'agit probablement d'un artefact qui nécessitera de reprendre les données pour une correction si possible.

On va maintenant s'intéresser à la question de la position du cœur par rapport aux jets discrets observés. La réflexion menée ici présuppose que le cœur soit détecté dans certaines observations : s'il est trop faible pour être détecté dans toutes les observations après le retour à l'état dur, période où les jets sont intéressants car on peut bien les distinguer les uns des autres, on n'a aucune chance de déterminer sa position et donc la direction de mouvement des jets. Comme on l'a dit plus haut, les auteurs du communiqué de presse (National Radio Astronomy Observatory, 1999) ont conclu que le cœur se trouvait à gauche, et que l'on observait plusieurs composantes de jet unilatéral se déplaçant vers la droite. Malheureusement, nous ne disposons pas de traces de leurs résultats et de leur argumentation pour justifier cette affirmation. Cette hypothèse, bien que possible, n'est – en l'état actuel de l'analyse des données – pas notre préférée. En effet, comme on le voit sur la figure 7.5 (image de droite), elle implique l'existence de deux jets se déplaçant vers la droite tous les deux et s'immobilisant approximativement au même moment à des distances très différentes du cœur. Comme l'immobilisation provient probablement d'une interaction avec une zone dense du milieu interstellaire, il semble peu probable que les deux jets rencontrent exactement au même moment deux zones denses à deux endroits très différents – de plus, le premier jet aurait alors traversé plus tôt sans encombre la zone qui arrête le deuxième. La seule possibilité qui pourrait éventuellement expliquer cette configuration serait que l'on observe deux zones d'interaction approximativement immobiles, rendues brillantes par le passage de jets non arrêtés par l'interaction.

Un deuxième élément nous incite à réfuter l'hypothèse du cœur se situant sur la gauche : il s'agit des images obtenues à partir des observations tardives. On détecte en effet en bande X une source ponctuelle dans la zone de XTE J1748–288 dans les 7 observations utilisées, signe qu'une interaction de longue durée entre un jet et le milieu interstellaire est encore en cours entre un an et deux ans et demi après l'éjection des jets. Pour toutes les observations sauf celle du 1<sup>er</sup> septembre 1999, la source détectée est clairement située à gauche de la position de référence de XTE J1748–288, que ce soit avant ou après *self-calibration*. De plus, la position est parfaitement concordante ou très proche pour quatre de ces observations : malgré la qualité limitée des images, ce faisceau d'indices laisse penser que la zone d'interaction de longue durée se situe à gauche du cœur de XTE J1748–288. Pour illustrer cela, on a tracé sur la figure 7.4 la position relevée pour la source sur l'image de 26 octobre 2000, c'est-à-dire pour l'observation la

plus tardive analysée – la source détectée est alors de 1,7 mJy ; il s’agit de la croix verte, dont la longueur des bras représente les barres d’erreur `imfit`.

Le fait que cette position d’interaction persistante soit située à gauche de la position de référence (et de manière générale sur la gauche des images, *cf.* figure 7.4) suggère fortement que le cœur de XTE J1748–288 ne peut pas se trouver à gauche avec des jets unilatéraux se dirigeant vers la droite. La seule explication pour une détection tardive sur la gauche serait que l’on détecte le cœur du microquasar et donc des jets compacts, mais c’est exclu : une détection de jets compacts à un tel flux alors que la source n’est pas du tout détectée dans les rayons X, et donc se trouve en quiescence depuis plus d’un an, serait une première et remettrait totalement en cause le lien entre les jets compacts et les états spectraux.

Nous favorisons donc l’hypothèse que le cœur se situe au centre, avec des jets bilatéraux : au moins une composante, probablement plus, partant dans chacune des deux directions. On souligne que l’on ne sait absolument pas quelle source exactement est le cœur : pour les images avec plus de trois sources, il pourrait s’agir de la source du milieu-droite, ou milieu-gauche, etc. Il pourrait même s’agir sur certaines images d’une source d’un bord, si le jet de ce côté est par moments trop faible pour être détecté (par exemple s’il s’agit d’un jet s’éloignant de nous). Il est probable que seul le tracé de spectres – à la condition indispensable de réussir à identifier les sources d’une bande sur l’autre, ce qui n’est pas gagné – nous permettra d’identifier formellement le cœur parmi les différentes sources, s’il est effectivement détecté.

Nous n’avons pas pour le moment exploré l’hypothèse que le cœur se situerait à droite des images, avec des jets unilatéraux partant vers la gauche. Les arguments précédents ne réfutent pas cette hypothèse, mais il faut dans ce cas prendre en compte la source « clignotante » détectée à l’extrême droite. Soit il s’agit d’un jet (potentiellement à la limite de détection), et le cœur ne serait donc pas totalement à droite, seulement plutôt sur la droite, avec quand même des jets bilatéraux – hypothèse bien sûr totalement plausible mais que l’on inclut dans l’hypothèse du cœur « au centre » –, soit cette source est effectivement le cœur, qui serait à la limite de détection (ce qui est possible lors du retour à l’état dur, où le cœur est souvent peu brillant), et dans ce cas seul un spectre pourrait nous le confirmer. On revient donc ici à nouveau à la nécessité d’obtenir le spectre des sources détectées pour déterminer où se situe le cœur et dans quel sens les jets se déplacent. Néanmoins, dans ce cas du cœur à droite, la réserve faite plus haut, à savoir que les deux jets se déplaçant dans le même sens s’arrêteraient en même temps à des distances différentes du cœur, tient toujours pour rendre cette hypothèse improbable.

Pour finir, on va justement se concentrer sur le fait que les jets s’arrêtent au bout d’un certain temps après leur éjection. Comme on l’a déjà indiqué, cet arrêt fait fortement penser à une interaction avec le milieu interstellaire déjà observée pour plusieurs sources (voir la section 3.3). On a discuté en détail à la fin du chapitre précédent de la possibilité que certaines binaires X soient entourées par une cavité de faible densité, dans laquelle les jets se déplaceraient de manière

plus ou moins balistique avant de décélérer en heurtant le bord plus dense que la cavité. Le mouvement propre observé pour les jets discrets de XTE J1748–288 semble correspondre parfaitement à cette hypothèse. En effet, si l’on considère le mouvement propre présenté sur la figure 7.5 gauche, c’est-à-dire le mouvement propre par rapport à une source de référence centrale et choisie individuellement d’image en image, les deux jets semblent s’arrêter plus ou moins à la même distance de la source de référence. Le jet se dirigeant vers la droite s’arrête vers  $\Delta RA = 0,6$  secondes d’arc environ, tandis que le jet se dirigeant vers la gauche s’arrête vers  $\Delta RA = 0,7$  secondes d’arc environ. La similarité de ces deux valeurs laisse fortement penser à la présence d’une cavité approximativement symétrique entourant XTE J1748–288 ; l’arrêt des jets serait alors lié à l’arrivée de ceux-ci au bord de la cavité, où ils rencontreraient du milieu interstellaire plus dense (comme illustré sur la figure 3.6). Cette hypothèse s’accorde parfaitement avec l’observation du 26 octobre 2000 : en effet, l’écart entre la position de la zone d’interaction continue et la position de référence de XTE J1748–288 est  $\Delta RA = 0,70$  as. Néanmoins, cela n’explique pas la présence des sources tout à droite, qui semblent elles aussi immobiles (ce qui pose donc toujours le problème d’une immobilité à une distance différente de celle des autres jets se déplaçant dans la même direction).

On compare le rayon de cette possible cavité avec ceux publiés dans la littérature, qui sont en général de l’ordre du parsec : par exemple 0,31 et 0,44 pc pour XTE J1550–564 (Wang *et al.*, 2003 ; Hao & Zhang, 2009) ou 0,61 pc pour MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2022b). Pour cela, on estime que XTE J1748–288 se situe à 8 kpc, car elle est proche du centre galactique : nous sommes en cela en accord avec Hjellming *et al.* (1998c) qui estiment une distance supérieure ou égale à 8 kpc grâce à l’étude de la raie HI. À 8 kpc, un déplacement de 0,7 secondes d’arc correspond à une distance (et donc un rayon pour la cavité) de 0,027 pc. Si XTE J1748–288 est située plus loin que 8 kpc, comme Hjellming *et al.* (1998c) semblent le penser, ce rayon sera plus grand. Néanmoins, on est plus d’un ordre de grandeur en-dessous des valeurs publiées dans la littérature, et XTE J1748–288 n’est clairement pas située à 80 kpc. Si l’hypothèse de la présence d’une cavité n’est pas fautive, cela implique donc que XTE J1748–288 présente une cavité beaucoup plus petite que les autres microquasars connus pour en posséder probablement une. Ceci pourrait être dû à des différences dans la formation ou dans l’entretien de cette cavité : elles sont probablement creusées par les jets et/ou vents du microquasar eux-mêmes (Heinz, 2002 ; Hao & Zhang, 2009). Leur taille initiale, mais aussi leur persistance dans le temps, dépendent de l’écart de pression entre l’intérieur et l’extérieur de la cavité, et XTE J1748–288 se situe à proximité du centre galactique, c’est-à-dire dans un environnement de forte densité. Comme les sursauts des microquasars ont une période de récurrence qui peut aller, en ordre de grandeur, de l’année au siècle (Remillard & McClintock, 2006 ; Corral-Santana *et al.*, 2016), XTE J1748–288 pourrait avoir présenté un sursaut responsable de l’apparition de cette cavité bien avant que l’on ne dispose d’instruments d’observation du ciel pour le détecter. Carotenuto *et al.* (2022b) calculent un temps de  $5 \times 10^4$  années pour remplir une cavité totalement vide de 0,6 pc avec du milieu interstellaire de densité  $1 \text{ cm}^{-3}$ , de température 8000 K et se déplaçant

à la vitesse du son. Ce temps est bien sûr plus court en réalité car une cavité n'est pas totalement vide, et le milieu interstellaire autour de XTE J1748–288 est probablement plus dense, mais cela donne un ordre d'idées : il faudrait des milliers d'années pour combler la cavité et arriver à un rayon de 0,027 pc. La présence d'une cavité de taille « usuelle » entourant XTE J1748–288 et en cours de remplissage, ou même d'une cavité plus petite dès le départ, est donc possible si le sursaut l'ayant formée a eu lieu il y a plusieurs milliers ou dizaines de milliers d'années – ce qui soulève la question de l'âge de XTE J1748–288, bien que cette valeur soit tout à fait possible en termes de durée de vie des étoiles pour une binaire X de faible masse –, ou bien si son processus de formation est différent d'un simple creusement par l'action des jets.

Malgré la difficulté de réduction et d'analyse des données VLA de XTE J1748–288, cette probabilité élevée de la présence d'une cavité de faible densité autour de XTE J1748–288 est un premier résultat prouvant l'intérêt de l'étude des jets discrets de cette source.

## 7.4 Perspectives

Le travail sur les données d'archive de XTE J1748–288 n'est pas terminé. À l'heure actuelle, je continue à retravailler les ajustements avec `imfit`, en me concentrant sur les séries d'images successives qui semblent avoir un sens d'une date sur l'autre (aspect de l'image, nombre de sources etc. similaires) ; je retravaille aussi parfois la calibration des données dans l'espoir d'améliorer les pires images (mais l'image du 4 août présentée sur la figure 7.1 est issue de ce retravaillage, ce qui suggère qu'il sera probablement impossible d'obtenir un résultat exploitable pour certaines dates). Je cible pour l'instant principalement certaines périodes d'intérêt : la période où les jets s'éloignent clairement, jusqu'à leur ralentissement marquant le début du plateau, puis toute la période de l'état dur final de XTE J1748–288, puisque l'on peut s'attendre à ce que le cœur fasse partie des sources détectées après cette date. Ces dates sont ciblées en premier lieu en bande Ku, pour faire un compromis entre une bonne résolution et une qualité des images acceptable, mais je vais ensuite effectuer le même travail sur ces dates en bandes X et K. Le but est de pouvoir tracer le spectre des sources identifiées : l'obtention d'un spectre synchrotron optiquement mince validera la fiabilité des mesures de flux entre bandes, et on espère pouvoir identifier le cœur de XTE J1748–288 par son spectre à défaut de pouvoir l'identifier par son absence de mouvement.

Quand ce travail de compréhension des images sera terminé, j'espère pouvoir commencer un travail plus physique d'étude du mouvement propre de chaque jet, de mise en relation des motifs observés sur les courbes de lumière X et radio avec le nombre de jets observé, et idéalement d'estimation de l'énergie des jets par la méthode d'équipartition. Ainsi, on pourrait ajouter XTE J1748–288 à la liste des sources pour lesquelles une étude détaillée des jets discrets a été effectuée (*cf.* tableau comparatif 6.6), et donc mieux comprendre ces phénomènes grâce à l'augmentation de l'échantillon connu.

## 7. JETS RELATIVISTES DU MICROQUASAR XTE J1748–288

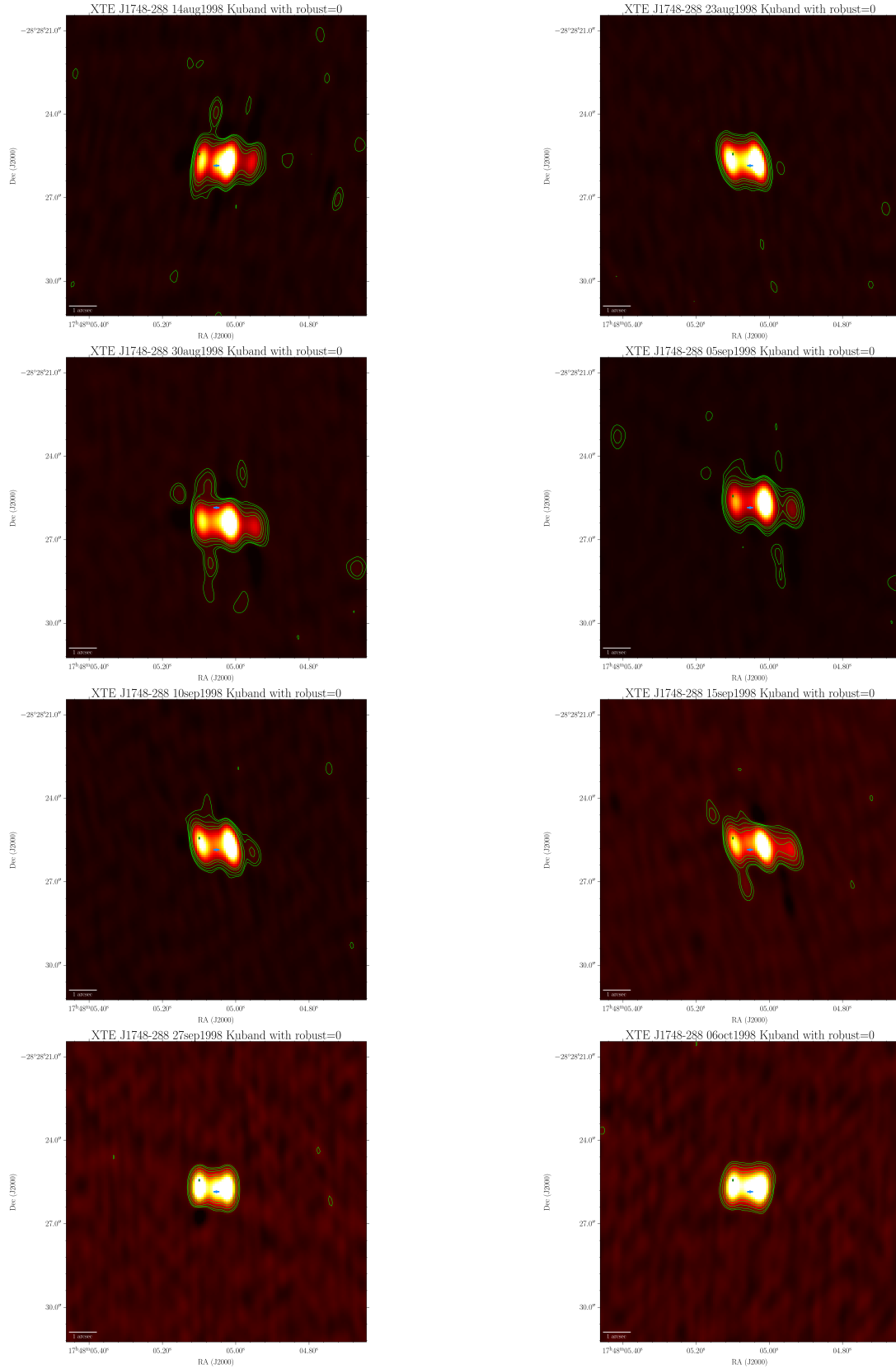


FIGURE 7.6 – Images obtenues en bande Ku après *self-calibration* pour les dates exploitées, hors 31 juillet 1998, 6 août 1998 et 9 août 1998 déjà présentés sur la figure 7.4. La légende est la même.

---

## EXTENSION AUX SOURCES EXTRA-GALACTIQUES : NGC 5408 X-1

---

### 8.1 Présentation de NGC 5408 X-1

NGC 5408 X-1 est une source X ultraluminieuse (section 1.3) de la galaxie naine NGC 5408, située à 4,8 Mpc de la Terre (Karachentsev *et al.*, 2002). Sa luminosité X moyenne est de  $10^{40}$  erg s<sup>-1</sup> dans la bande 0,3 – 10 keV (Strohmayer, 2009), mais elle est connue pour être variable d'un facteur 2 environ, à la fois sur des périodes de quelques semaines et sur des périodes plus courtes, ce qui exclut que ce soit un rémanent de supernova (Kaaret & Feng, 2009 ; Strohmayer, 2009). La figure 8.1 présente une courbe de lumière Swift/XRT pour NGC 5408 X-1 issue de Strohmayer (2009).

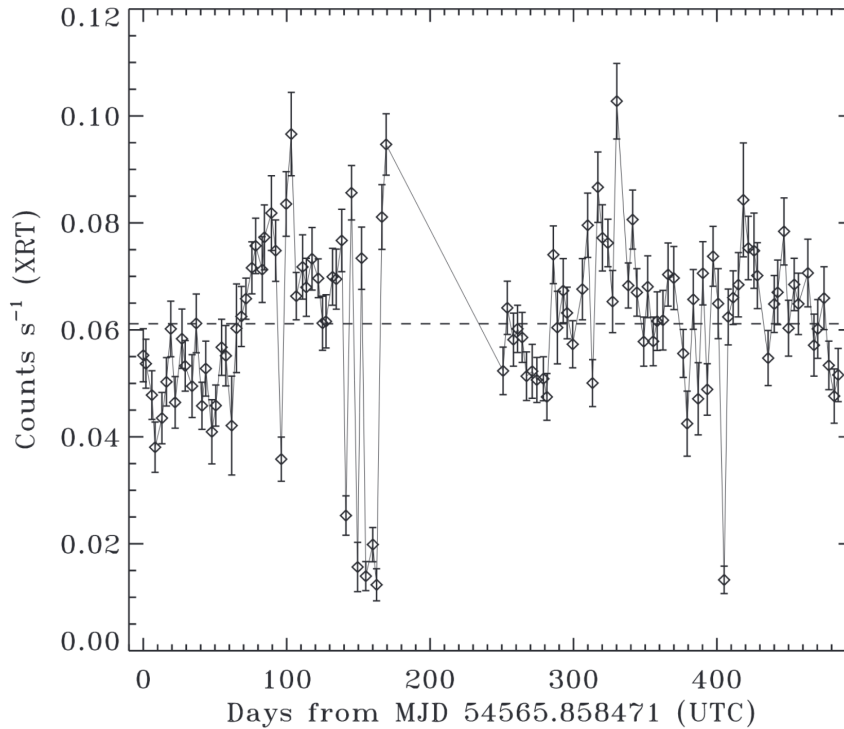


FIGURE 8.1 – Courbe de lumière Swift/XRT de NGC 5408 X-1. Un taux de comptage de 0,06 coups/s correspond ici à un flux non absorbé de  $4 \times 10^{-12}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> dans la bande 0,3 – 10 keV. Figure extraite de Strohmayer (2009).

Son spectre X n'est *a priori* pas particulièrement variable : les détections signalées dans la littérature correspondent toujours à un spectre qu'il est possible d'ajuster par la somme d'un disque de corps noirs et d'une loi de puissance d'indice  $\Gamma \sim 2,5$ , c'est-à-dire un flux qui atteint son maximum plutôt dans les rayons X mous (Kaaret *et al.*, 2003b; Soria *et al.*, 2004; Strohmayer *et al.*, 2007).

NGC 5408 X–1 a été détectée avec Chandra, ce qui permet de connaître sa position de référence avec précision : 14h03m19,63s ;  $-41^{\circ}22'58,7''$ . Mais elle n'a pas été détectée que dans les rayons X : il s'agit de l'une des ULX pour lesquelles des contreparties à différentes fréquences sont connues.

En optique, on détecte dans la zone de l'ULX une nébuleuse dont le rayonnement correspond à de la photoionisation (Soria *et al.*, 2006; Kaaret & Corbel, 2009; Cseh *et al.*, 2012; Grisé *et al.*, 2012). En étudiant l'énergie de cette nébuleuse optique, Kaaret & Corbel (2009) montrent que le rayonnement est peu focalisé, ce qui exclut la possibilité que la luminosité justifiant la classification « ULX » provienne d'une source focalisée. NGC 5408 X–1 est donc probablement soit un système similaire à une binaire X mais doté d'un trou noir de masse intermédiaire, soit une binaire X accrétant à un régime super-Eddington. À l'heure actuelle, différents articles penchent pour l'une ou l'autre de ces hypothèses : par exemple, Strohmayer (2009) interprète la détection de QPO comme la preuve de la présence d'un trou noir de masse intermédiaire, alors que Middleton *et al.* (2011) concluent à la présence d'un trou noir de moins de 100  $M_{\odot}$  accrétant de manière super-Eddington. Aucune étude n'a pour l'instant tranché entre ces deux possibilités ; on dispose seulement grâce à Cseh *et al.* (2011) d'une analyse spectrale optique permettant de conclure à un trou noir de moins de 1800 masses solaires – ce qui laisse de la marge pour les deux possibilités.

L'aspect qui nous intéresse ici est que NGC 5408 X–1 est aussi détectée en radio – il s'agit d'ailleurs de la première ULX détectée en radio (Kaaret *et al.*, 2003b; Miller & Colbert, 2004). En effet, elle est associée à une nébuleuse radio brillante qui a été détectée pour la première fois avec ATCA par Kaaret *et al.* (2003b), puis à plusieurs reprises depuis lors (voir par exemple Soria *et al.*, 2006; Lang *et al.*, 2007; Cseh *et al.*, 2012).

L'étude que je présente dans la suite a pour but de rechercher avec MeerKAT une éventuelle variabilité radio au niveau du cœur de NGC 5408 X–1. En effet, on suspecte qu'il s'agit d'une source semblable à un microquasar, qui pourrait donc produire des jets compacts variables dans le temps. Des jets ont déjà été détectés pour certaines ULX, par exemple Holmberg II X-1 (Cseh *et al.*, 2014); or cette dernière est extrêmement semblable à NGC 5408 X–1 par bien des aspects, notamment la présence d'une nébuleuse radio. L'éventuelle détection d'une variabilité radio du cœur de NGC 5408 X–1 permettrait de rapprocher ces deux sources, et donc d'affiner la classification des sources X ultralumineuses. De manière plus générale, il est intéressant, pour essayer de déterminer sa nature, de savoir si NGC 5408 X–1 est variable en radio ou non.



## 8.2 Données et réduction

En plus des *Large Survey Projects* de MeerKAT dont nous avons déjà parlé, des appels d’offres sont régulièrement lancés pour attribuer quelques heures d’observation à des projets indépendants non couverts par les LSP. Dans ce cadre, un projet intitulé *Searching for jet ejections in the ULX NGC 5408 X–1* (PI : Rheta Pretorius) a été soumis et accepté en 2019. Son but est, comme on l’a indiqué plus haut, d’étudier l’éventuelle variabilité radio de la source NGC 5408 X–1. J’ai été chargée de la réduction des données de ce projet.

NGC 5408 X–1 a été observée de manière hebdomadaire durant huit semaines. Chaque observation a consisté en six scans de 15 minutes de la source d’intérêt, en alternance avec des scans de 2 minutes du calibrateur secondaire J1424–4913. Le calibrateur primaire a été observé durant 10 minutes au début de chaque observation, à part le 2 juillet où il a été observé à la fin. Le calibrateur J1939–6342 a été utilisé pour toutes les dates sauf le 4 juin où il a été remplacé par 3C286. Toutes les observations ont été réalisées avec les réglages habituels de MeerKAT, c’est-à-dire en mode 4K et avec un temps d’intégration de 8 secondes. Au final, on a récupéré 1h30 d’observation de la source d’intérêt par semaine, soit un total de 12 heures d’observation de NGC 5408 X–1. Les observations sont présentées dans le tableau 8.1.

Les données ont été réduites selon la méthode présentée en section 4.2. On a poussé la réduction jusqu’à effectuer cinq étapes de *self-calibration* dépendante de la direction, dans le but de se débarrasser des artefacts créés par le quasar QSO B1355–4138 (voir figure 4.8). Pour avoir un bon compromis entre la sensibilité au flux de l’ULX et la résolution, en vue de distinguer NGC 5408 X–1 des autres sources, on utilise le paramètre  $\text{robust} = -0,5$  pour la construction de l’image finale après la *self-calibration*.

Comme indiqué plus haut, le but de l’étude était de quantifier la variabilité radio de NGC 5408 X–1. Pour cela, nous avons utilisé à la fois le script `imfit` de CASA et PyBDSF.

Le premier résultat d’importance est que NGC 5408 X–1 est détectée sur les images MeerKAT, et surtout qu’elle est disjointe de la zone de formation d’étoiles située à proximité. En effet, il était fort possible que l’on n’ait pas à 1,28 GHz une résolution suffisante pour séparer l’ULX de sa voisine très brillante – un problème déjà souligné par Soria *et al.* (2006). Néanmoins, NGC 5408 X–1 est clairement visible sur la figure 8.2 : il s’agit de la source signalée par la croix bleue (qui indique la position Chandra), en bas à gauche d’une source brillante étendue qui est la zone de formation d’étoiles en question. Enfin, dans la direction diamétralement opposée à l’ULX, on remarque une autre source ponctuelle, non identifiée à l’heure actuelle, et mal séparée de la zone de formation d’étoiles – il s’agit peut-être d’une extension de la zone de formation d’étoiles, ou d’une source indépendante. Pour plus de clarté, dans la suite la zone de formation d’étoiles sera nommée A et la source en haut à droite B.

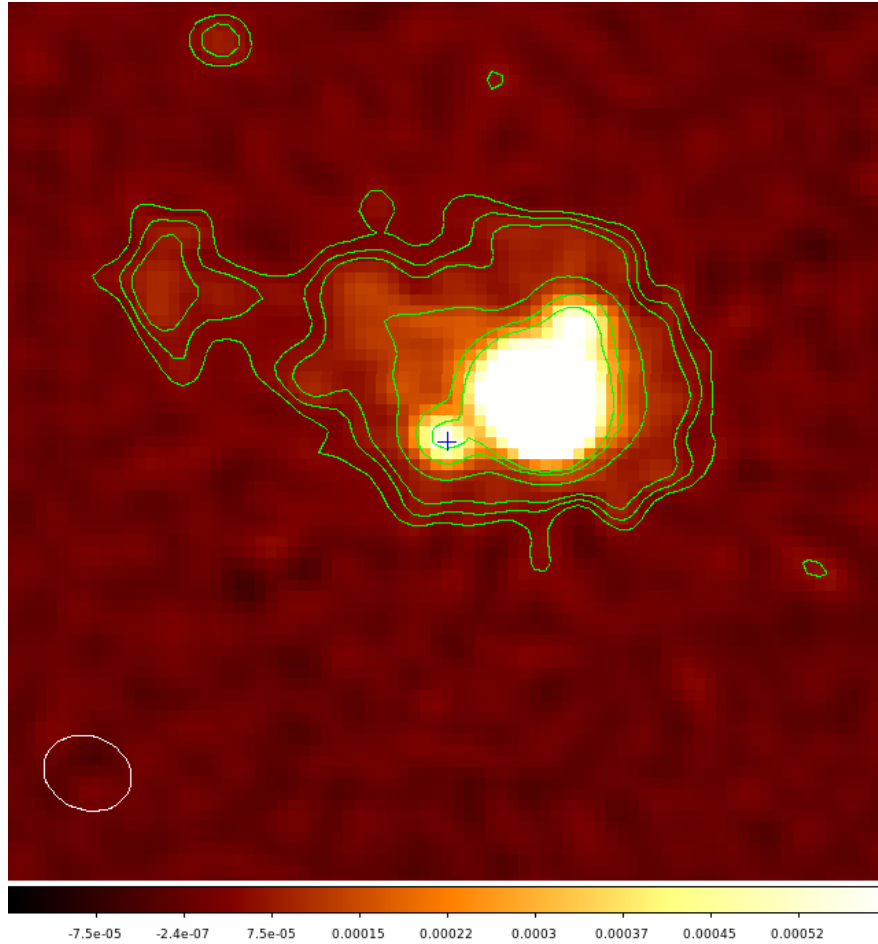


FIGURE 8.2 – Zoom sur la partie centrale ( $80 \times 80$  pixels =  $120 \times 120$  secondes d’arc) de l’image MeerKAT du 16 juillet 2019. La source principale est la zone de formation d’étoiles A, et le décrochement en haut à droite la source B. La croix bleue indique la position Chandra de NGC 5408 X-1. Les contours sont à 3, 4, 5, 10, 20 et  $30\sigma$ . Le faisceau du télescope est indiqué en bas à gauche.

Nous avons commencé par ajuster les sources présentes dans cette zone centrale sur les huit images obtenues avec *imfit*. En soi, seul le flux de l’ULX nous intéresse, mais étant donné sa proximité avec la source de formation d’étoiles, il est nécessaire d’ajuster en même temps toutes les sources pour garantir que CASA ajuste correctement NGC 5408 X-1 sans être perturbé par son environnement et sans essayer d’inclure le flux de A.

NGC 5408 X-1 et B ont été ajustées avec des sources ponctuelles. La source A n’est clairement pas ponctuelle, mais il n’est pas possible de l’ajuster avec une seule gaussienne étendue car elle présente plusieurs maxima locaux. Stevens *et al.* (2002) ont étudié la galaxie naine NGC 5408 en radio, et trouvent qu’elle est constituée de 4 zones d’émission radio à 4,8 GHz. Nous ne travaillons pas à la même fréquence ; il est donc impossible de récupérer directement les positions de ces zones pour s’en servir pour ajuster A dans nos images. Néanmoins, nous nous en inspirons, et après plusieurs essais, A est ajustée avec trois sources ponctuelles (A1, A2 et A3) plus une source non ponctuelle dont on laisse la taille libre de

varier durant l’ajustement. Cette technique est loin d’être parfaite, puisqu’elle laisse non ajustés des résidus clairement visibles, et que les sources A1, A2 et A3 se déplacent suivant les dates d’observation – signe qu’il ne s’agit pas de sources réelles mais de gaussiennes opportunistes placées par `imfit` car elles amélioreraient l’ensemble. Cependant, la seule chose qui nous importe est le flux de NGC 5408 X–1 : comme cette technique permet de le récupérer sans qu’il soit contaminé par le flux de A, nous nous en contentons. Un ajustement de cette zone ne pourra de toute façon jamais être parfait, car on observe clairement une émission diffuse en arrière-plan dans toute la région (nous reviendrons dessus en fin de chapitre), et cette émission perturbe forcément les ajustements.

Parallèlement aux mesures précises du flux de l’ULX avec CASA, j’utilise PyBDSF pour évaluer la variabilité du flux des images entre les huit dates d’observation. Je m’intéresse à une zone rectangulaire de  $316 \times 316$  pixels, centrée sur l’ULX, dans laquelle PyBDSF détecte un maximum de 38 sources, et j’obtiens donc la variation du flux de ces sources entre les différentes observations. La région considérée pour l’étude PyBDSF ainsi que les sources de contrôle sélectionnées sont présentées sur l’image du 28 mai 2019 sur la figure 8.3.

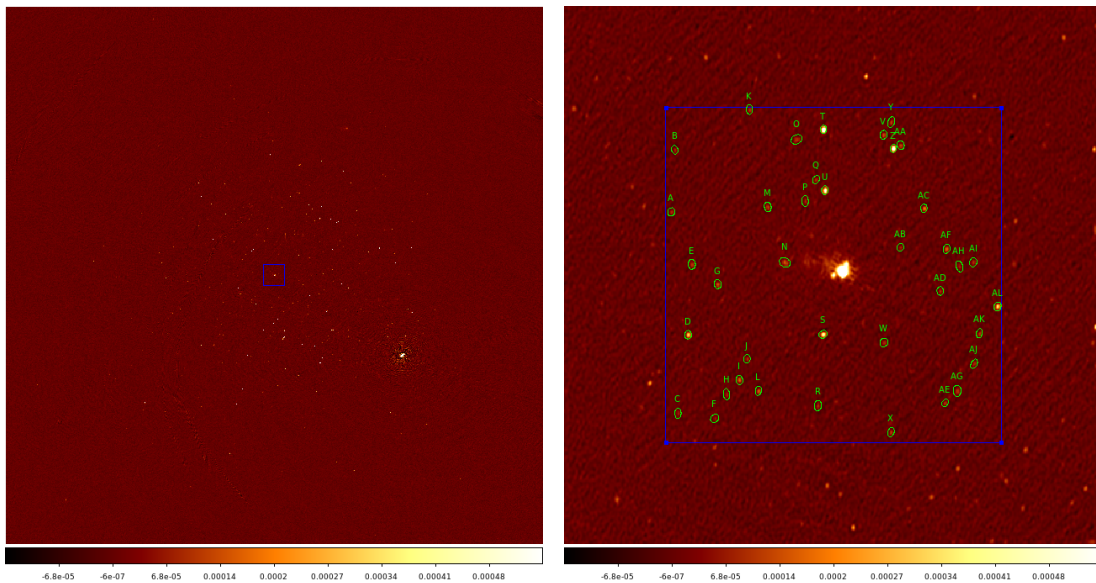


FIGURE 8.3 – *Gauche* : Région considérée pour l’étude PyBDSF par rapport à l’ensemble du champ de vue MeerKAT. *Droite* : 38 sources de contrôle détectées par PyBDSF dans la zone sélectionnée, nommées par ordre alphabétique.

## 8.3 Résultats et discussion

### Variabilité radio

Commençons par les résultats obtenus à l’aide de PyBDSF concernant la variabilité générale des images. Les variations de position de toutes les sources détectées sont systématiquement inférieures (et souvent *très* inférieures) à  $\pm 1,5$  se-

conde d’arc par rapport à leur position moyenne, que l’on a obtenue en regroupant toutes les observations et en construisant une image à partir de l’ensemble avec le paramètre  $\text{robust} = -2$ . Cela signifie que l’on n’observe pas d’*offset* supérieur à un pixel de MeerKAT entre les images obtenues : l’astrométrie sur nos huit images est donc fiable.

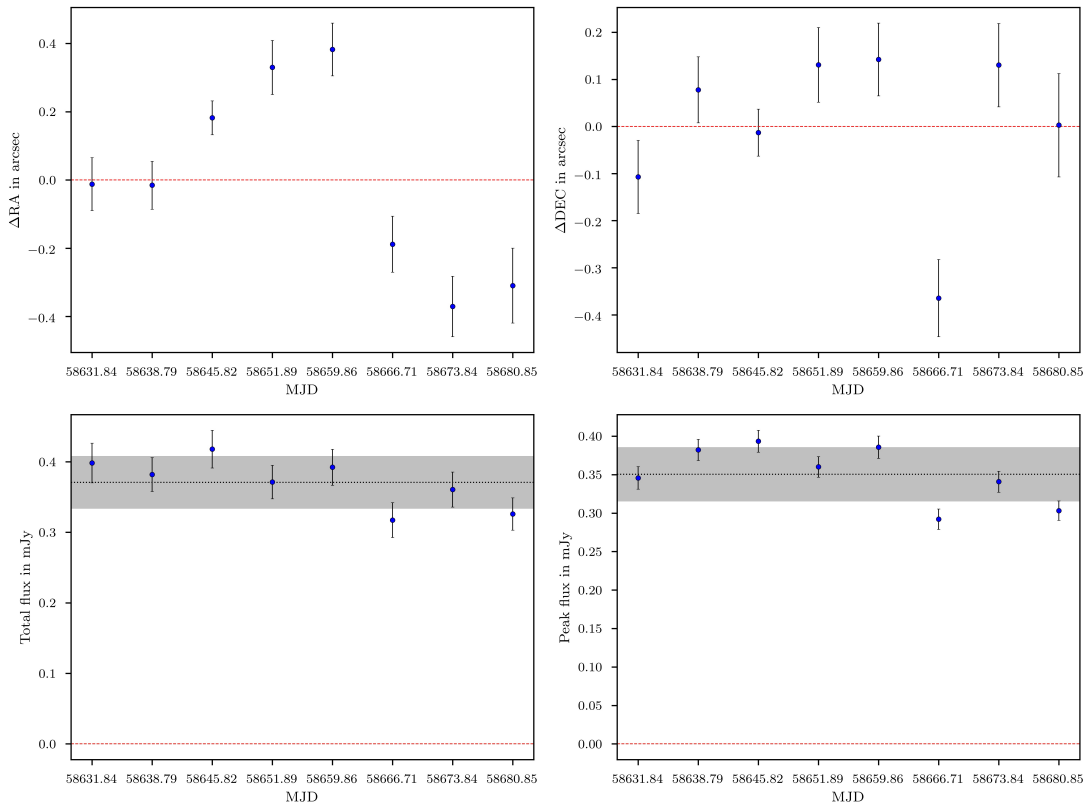
On s’intéresse ensuite aux variations de flux de nos 38 sources de contrôle. Pour une grande majorité de ces sources, les variations sont de l’ordre d’au moins 10 % par rapport à leur flux moyen : ce niveau de variations est assez élevé pour qu’on le juge dérangeant.

Si on pousse l’analyse plus loin, certaines sources sont malheureusement trop faibles pour être détectées par PyBDSF dans toutes les images – elles sont toujours présentes mais se trouvent parfois juste en-dessous du seuil de détection. Néanmoins, 22 sources, soit 58 % de notre échantillon, sont assez brillantes pour être détectées de manière fiable dans toutes les images. Je me suis donc concentrée sur ces sources, et il s’avère que seules 4 d’entre elles ont un flux qui reste dans l’intervalle [valeur moyenne  $\pm$  10 %] sur l’ensemble des huit observations. Pour le reste des sources, on a au moins une observation où la déviation est supérieure à 10 % de la moyenne. Face à ce résultat – qui révèle que nos observations radio et leur calibration ont malheureusement des limites –, on va considérer dans la suite qu’une variation de flux de l’ordre de 10 % ou 15 % n’est pas le signe d’une variabilité intrinsèque d’une source mais seulement l’indication de la précision limitée de notre interféromètre. À titre d’illustration du travail effectué, on présente dans les pages suivantes les courbes de lumière de six sources choisies parmi les 22 (figure 8.4), ainsi que la variation des coordonnées des sources en fonction du temps. Les sources T et U ont une variabilité totale inférieure à 10 % de leur flux moyen et les sources D, X et W dépassent ce seuil. Enfin, la source Z pourrait être une source intrinsèquement variable, avec des fluctuations de flux bien plus fortes que celles des autres sources du champ ; elle pourrait donc être une source d’intérêt dans les études commensales. On attire l’attention du lecteur sur les fluctuations de la position des sources de contrôle. Ces fluctuations sont tout à fait ordinaires et attendues lorsque l’on compare différentes images radio, mais une étude interne à ThunderKAT (communication privée, A. Hughes) a montré que les fluctuations de position entre deux observations augmentaient pour les sources détectées avec le rapport signal sur bruit le plus faible. Notre étude avec PyBDSF confirme ce résultat : on peut le voir notamment en comparant l’amplitude des fluctuations entre les sources T, D et W.

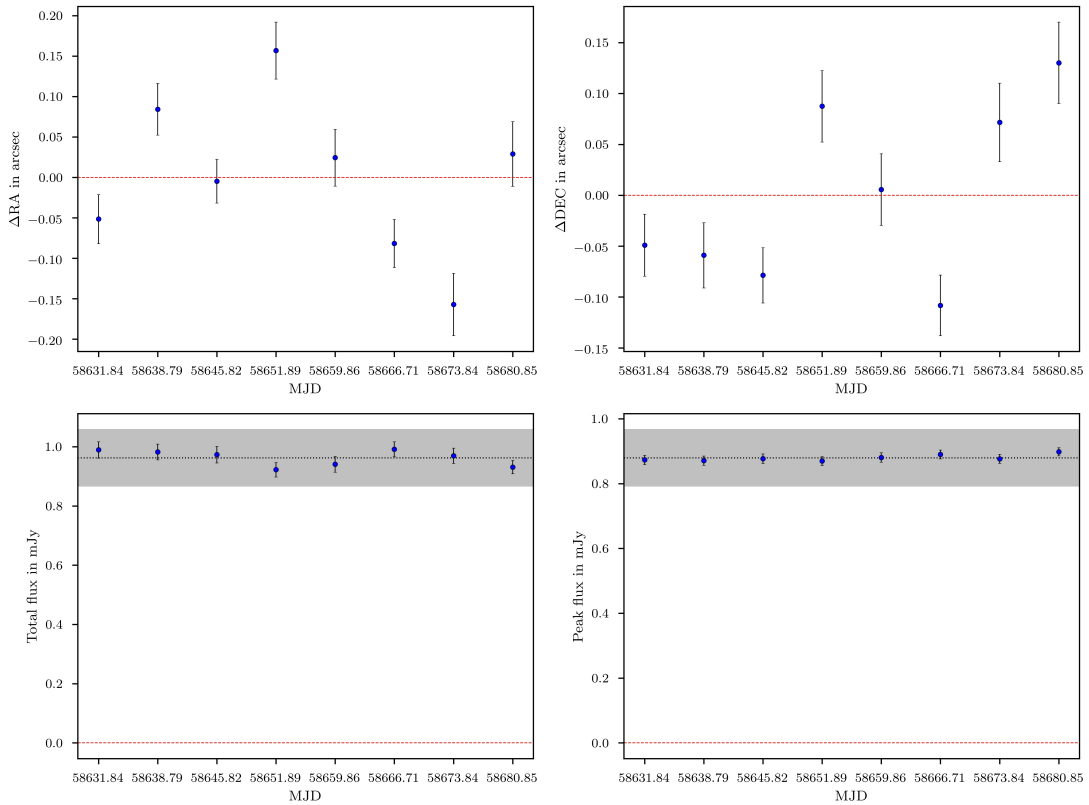
On aurait pu utiliser une région de sélection des sources de contrôle plus grande, puisque l’image MeerKAT totale mesure  $8192 \times 8192$  pixels. Néanmoins, l’image présente de plus en plus d’artefacts à mesure que l’on s’éloigne du centre de phase, et 22 sources suffisent pour estimer le taux de variabilité du flux dans la zone centrale de l’image, qui est la zone où se situe NGC 5408 X–1. En incluant des sources plus lointaines et donc plus soumises aux artefacts, on prendrait le risque de surestimer le taux de variabilité.

On s’intéresse ensuite à NGC 5408 X–1, dont le tableau 8.1 présente les valeurs de flux mesurées avec CASA. On remarque tout de suite que NGC 5408 X–1

Parameters for checksource D

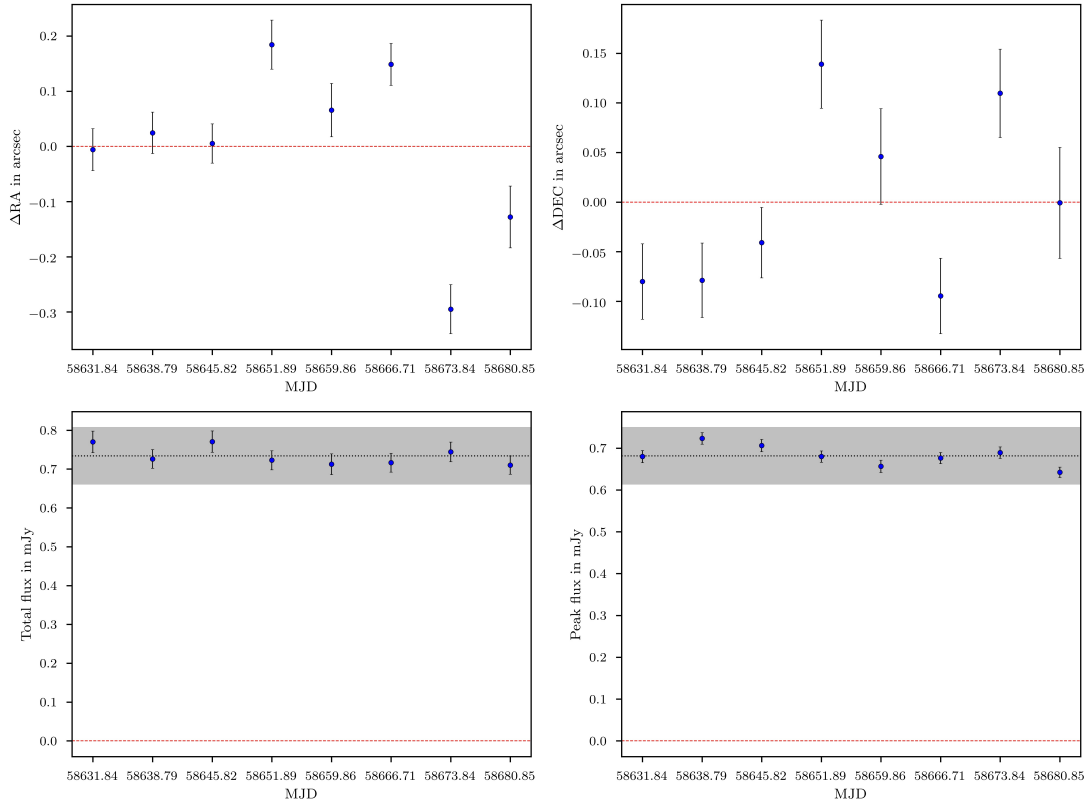


Parameters for checksource T

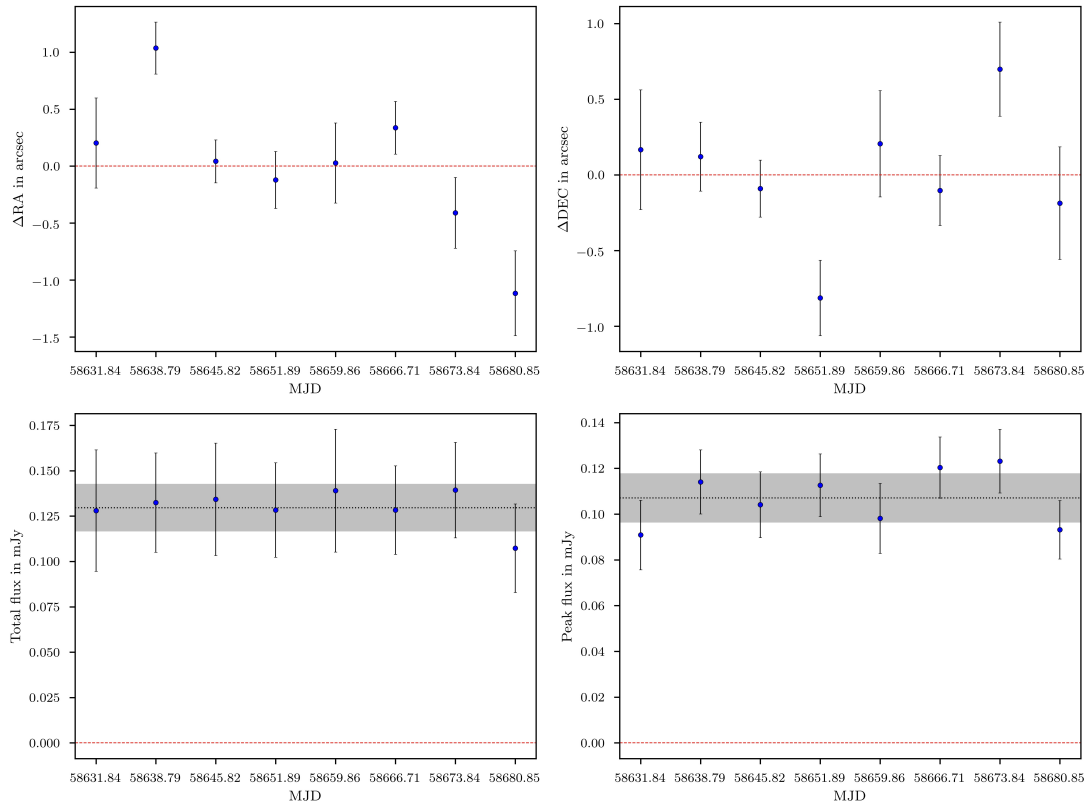


## 8. EXTENSION AUX SOURCES EXTRA-GALACTIQUES : NGC 5408 X-1

Parameters for checksource U



Parameters for checksource W



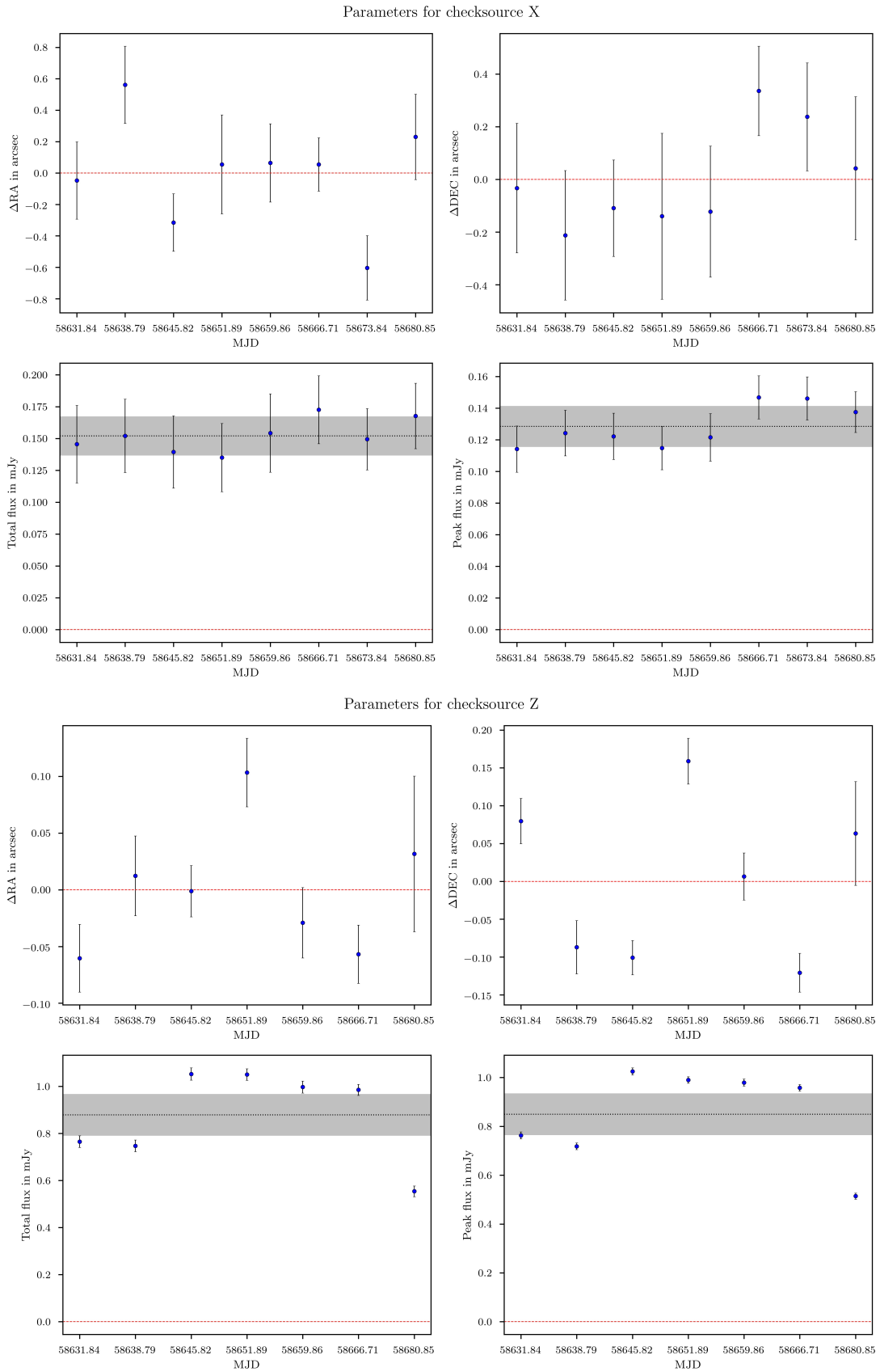


FIGURE 8.4 – Évolution des coordonnées en fonction du temps et courbes de lumière (flux intégré et valeur maximale) pour six sources de contrôle détectées avec PyBDSF dans toutes les observations.

n'est pas une source très brillante en radio, puisque l'on n'atteint pas 1 mJy ; les détections sont néanmoins très satisfaisantes, avec un minimum de  $39\sigma$ .

TABLEAU 8.1 – Observations MeerKAT de NGC 5408 X–1.

Obs. n°	Date	MJD	Flux radio (mJy)	RMS ( $\mu$ Jy)
1559070051	28/05/2019	58631,84	$0,621 \pm 0,026$	14,3
1559670355	04/06/2019	58638,79	$0,585 \pm 0,027$	13,6
1560277651	11/06/2019	58645,82	$0,558 \pm 0,028$	14,2
1560802273	17/06/2019	58651,89	$0,648 \pm 0,029$	13,2
1561490762	25/06/2019	58659,86	$0,588 \pm 0,028$	14,2
1562083264	02/07/2019	58666,71	$0,657 \pm 0,026$	13,0
1562698860	09/07/2019	58673,84	$0,659 \pm 0,030$	13,6
1563304500	16/07/2019	58680,85	$0,728 \pm 0,033$	12,5

Pour une meilleure lisibilité des résultats, le lecteur est invité à consulter la figure 8.5. Les deux panneaux supérieurs présentent la variation des coordonnées de NGC 5408 X–1 suivant les images. Même s'ils donnent l'impression d'un mouvement, on attire l'attention du lecteur sur l'échelle de la figure : les variations maximales sont de 0,4 seconde d'arc en ascension droite et 0,7 seconde d'arc en déclinaison, soit de l'ordre d'un quart de pixel et d'un demi-pixel respectivement. On peut donc considérer que l'ULX est immobile entre nos images. Comme indiqué précédemment, on a aussi regroupé l'ensemble des données pour obtenir une image correspondant à 12 heures d'exposition du champ. Cela gomme bien sûr d'éventuelles variations du flux de NGC 5408 X–1, mais cela nous a permis d'obtenir une image beaucoup plus précise avec le paramètre `robust = -2`. La ligne bleue continue représente la position obtenue pour l'ULX sur cette image réalisée par combinaison. Elle ne coïncide pas totalement avec les positions des images individuelles réalisées avec le paramètre `robust = -0,5` en ascension droite, mais l'écart est suffisamment faible (environ un demi-pixel au maximum) pour qu'on le considère comme un artefact d'imagerie et qu'on le néglige en conséquence.

On dispose donc d'une position radio de référence pour NGC 5408 X–1 :  $14\text{h}03\text{m}19,6581\text{s} \pm 0,0038\text{s}$  ;  $-41^{\circ}22'58,4861'' \pm 0,0587''$  (les barres d'erreur sont ici uniquement les erreurs statistiques données par `imfit`, on rajoute habituellement 10 % du faisceau pour MeerKAT, soit 0,37 secondes d'arc dans notre cas). On peut comparer cette position avec la position de référence Chandra ; l'écart angulaire entre les deux positions est de 0,38 secondes d'arc. La correspondance entre l'ULX détectée par Chandra et sa contrepartie radio est donc parfaite.

On s'intéresse maintenant aux deux panneaux du bas. Ils présentent la valeur totale du flux intégré (à gauche) et le niveau maximal du pic de flux (à droite) que l'on a relevés à l'aide d'`imfit` en ajustant une gaussienne ponctuelle à la source. Comme il s'agit d'une source ponctuelle, ces deux valeurs doivent être égales – la présence simultanée des deux panneaux est donc légèrement superflue, mais elle permet de vérifier cette égalité. La ligne pointillée représente la moyenne du flux sur l'ensemble des observations, et, en gris, j'ai représenté la plage de valeurs



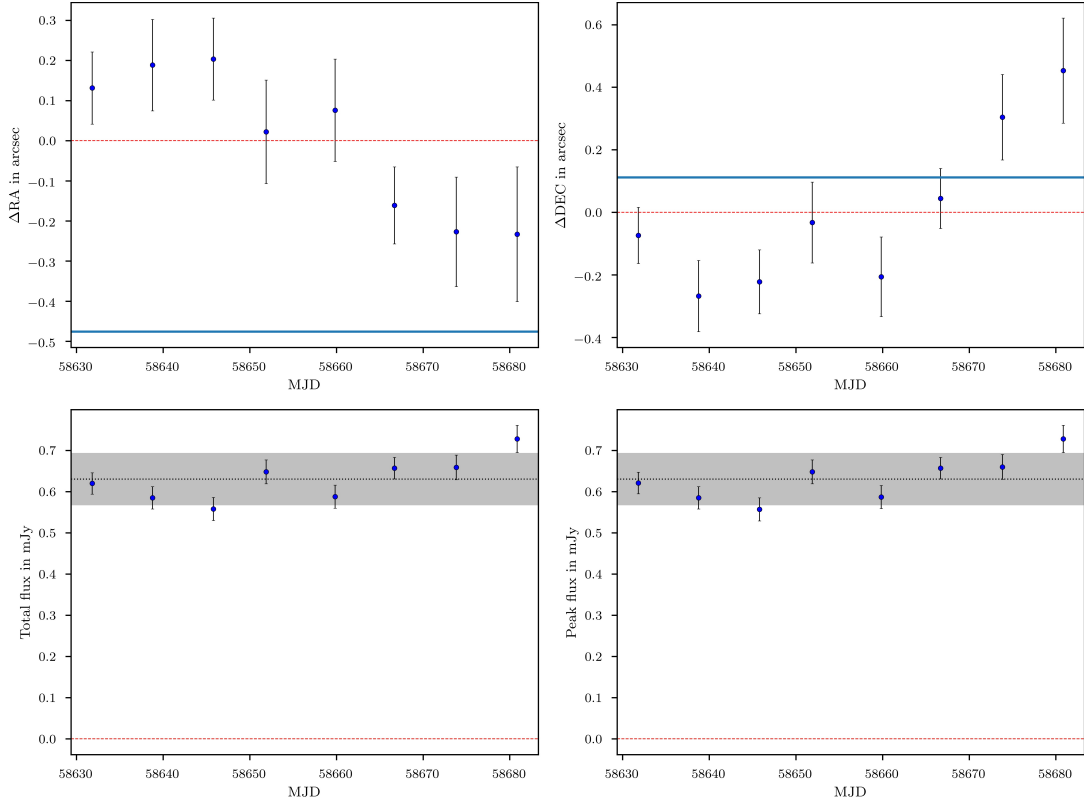


FIGURE 8.5 – Résultats obtenus avec `imfit` pour NGC 5408 X-1. Les deux panneaux supérieurs présentent l'évolution de ses coordonnées au cours des huit observations. La ligne bleue représente la position obtenue en regroupant les huit plages de données et en reconstruisant une image à partir de l'ensemble de ces données avec le paramètre `robust = -2`. Les deux panneaux inférieurs présentent les flux intégré et ponctuel mesurés par `imfit`. L'intervalle gris représente  $\pm 10\%$  du flux moyen tracé en pointillés.

correspondant à [flux moyen  $\pm 10\%$ ]. Le flux de NGC 5408 X-1 varie au sein de cette plage de 10 % et même légèrement au-delà ( $-11,5\%$  et  $+15,5\%$  pour les 3<sup>e</sup> et 8<sup>e</sup> observations respectivement). Ceci correspond à l'ordre des grandeurs des variations obtenues pour les sources de contrôle. De plus, on n'observe pas de motif cohérent dans les variations, et pas non plus de similarité entre ces variations et celles des sources de contrôle. On est donc obligé de conclure à l'absence de variabilité radio de NGC 5408 X-1, au moins dans les limites de notre précision avec MeerKAT et sur l'échelle de temps considérée.

## Évolution à long terme

Nous n'avons pas détecté de variabilité radio à court terme (hebdomadaire) pour NGC 5408 X-1 sur une échelle de huit semaines à l'été 2019. Néanmoins, plusieurs détections ont eu lieu depuis la découverte en 2003 par Kaaret *et al.* (2003b) de sa contrepartie radio, qui est très probablement une nébuleuse ra-

dio. Nous pouvons donc vérifier sur le long terme l’hypothèse que le flux de la nébuleuse radio présenterait peu de variabilité.

Pour cela, on collecte les flux radio publiés dans la littérature par Kaaret *et al.* (2003b), Soria *et al.* (2006), Lang *et al.* (2007) et Cseh *et al.* (2012). On récupère à chaque fois le flux d’une observation de ces auteurs, idéalement, pour limiter les erreurs, la plus proche possible en fréquence de MeerKAT. Les observations de Kaaret *et al.* (2003b) et Soria *et al.* (2006) que l’on utilise ont été réalisées à 4,8 GHz, celle de Lang *et al.* (2007) à 4,9 GHz et celle de Cseh *et al.* (2012) à 5,5 GHz. Il faut donc convertir les flux à 1,28 GHz pour les comparer avec notre valeur de flux MeerKAT, obtenue à partir des données groupées. On récupère donc les indices spectraux indiqués dans les publications précitées. Malheureusement, les valeurs indiquées ne sont pas toujours précises – Soria *et al.* (2006) indique par exemple  $\alpha \sim -1$  et Kaaret *et al.* (2003b)  $\alpha < -1$  ; cela limite fortement la précision de nos conversions. On effectue donc un calcul de propagation des incertitudes : les barres d’erreur sur les flux à 1,28 GHz proviennent à la fois de la conversion des barres d’erreur des flux donnés par les auteurs des publications citées précédemment et de la prise en compte des barres d’erreur sur  $\alpha$ . En l’absence d’erreur indiquée sur  $\alpha$ , on prend 20 % de sa valeur.

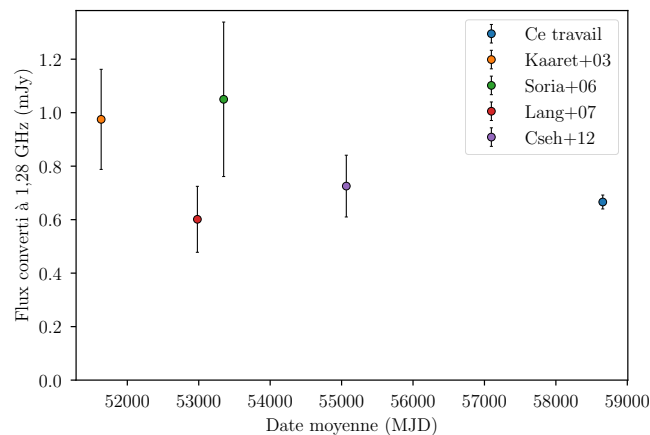


FIGURE 8.6 – Évolution du flux de NGC 5408 X-1 à long terme d’après différents auteurs (cités dans la légende). Les flux ont été convertis à 1,28 GHz en prenant en compte l’erreur sur  $\alpha$ .

Pour tracer l’évolution du flux en fonction du temps, on utilise la date moyenne des observations, c’est-à-dire, quand plusieurs observations ont été regroupées, par exemple pour les données MeerKAT, le milieu de l’intervalle. La figure 8.6 présente la courbe obtenue.

La figure 8.6 n’est pas idéale pour étudier la variabilité du flux sur le long terme : en effet, les valeurs de flux radio sont assez différentes au cours du temps (on pense par exemple au fait que les observations de Kaaret *et al.* (2003b) et Soria *et al.* (2006) présentent un flux beaucoup plus élevé que les trois autres observations). Cependant, on ne dispose que d’un faible nombre de points, et les barres d’erreur sont relativement importantes – les flux sont tous cohérents si on augmente les barres d’erreur à  $3\sigma$ . De plus, il est probable que les flux convertis

soient en partie faux. En effet, les flux plus élevés correspondent justement aux deux publications pour lesquelles  $\alpha$  était mal contraint, avec une précision très faible : il est donc difficile de juger ces résultats comme fiables... On a pris  $\alpha = -1$  comme annoncé par les auteurs, alors que Lang *et al.* (2007) et Cseh *et al.* (2012) trouvent plutôt  $\alpha \sim -0,8$  – cette valeur donnerait mécaniquement un flux plus faible à 1,28 GHz pour les observations de Kaaret *et al.* (2003b) et Soria *et al.* (2006), et donc des points plus alignés. On en conclut donc, avec précaution compte tenu des (nombreuses) limites de cette étude, que le flux radio provenant de NGC 5408 X–1 – probablement de sa nébuleuse radio puisqu’on ne détecte pas de variabilité à court terme, qui serait la signature de jets – est constant au cours du temps sur une période d’une vingtaine d’années.

Pour permettre une analyse spectrale de ce flux radio, j’ai reconstruit séparément deux images à partir des données groupées avec DDFacet, en divisant la bande passante en deux sous-bandes de 428 MHz de largeur chacune. La première sous-bande est centrée à 1,070 GHz et on mesure un flux de  $693 \pm 36$   $\mu$ Jy pour NGC 5408 X–1 ; la deuxième sous-bande, centrée à 1,498 GHz, donne un flux de  $658 \pm 21$   $\mu$ Jy. Grâce à ces valeurs, on calcule l’indice spectral radio :  $\alpha = -0,15 \pm 0,18$ . La précision de cet indice spectral est forcément limitée puisqu’on le calcule à partir de deux fréquences d’observation très proches. Néanmoins, les indices spectraux calculés de la même manière pour MAXI J1803–298 semblent relativement fiables par comparaison avec les mesures effectuées par d’autres instruments. Puisque l’on divise la bande de fréquences, et donc le flux, en deux, cette fiabilité va diminuer pour des sources peu lumineuses. Néanmoins, on arrive à obtenir un indice spectral en apparence correct pour un flux de 469  $\mu$ Jy pour MAXI J1803–298 : cela devrait donc être le cas aussi pour NGC 5408 X–1 qui atteint 666  $\mu$ Jy sur l’image combinée.

On considère donc que notre indice spectral est fiable ; mais il entre en contradiction avec la littérature. En effet, on a indiqué précédemment que les indices spectraux radio publiés pour NGC 5408 X–1 variaient entre  $-0,8$  et  $-1$  environ, soit une forte différence : on s’attendrait à obtenir un indice spectral bien plus négatif. Néanmoins, les indices spectraux publiés ont tous été mesurés en utilisant des fréquences plus hautes que la fréquence centrale de MeerKAT – Lang *et al.* (2007) descendent à 1,4 GHz, mais c’est la fréquence la plus basse utilisée, et ils ne s’en servent pas pour contraindre  $\alpha$ . Il est donc possible que le spectre radio de NGC 5408 X–1 ne soit pas une simple loi de puissance à toutes les fréquences, comme les observations précédentes le laissaient penser. La diminution de pente à plus basse fréquence laisse penser que l’on se rapproche de la transition entre deux régimes, un de pente négative à haute fréquence, et un de pente positive à basse fréquence (voire dans l’infrarouge). Cette allure de spectre évoque fortement le spectre du rayonnement synchrotron (voir chaque courbe individuelle sur la figure 2.4). Ainsi, la fréquence de coupure entre le régime auto-absorbé à basse fréquence et le régime optiquement mince à haute fréquence serait proche des fréquences des deux sous-bandes MeerKAT, d’où la diminution de pente du spectre. Cette hypothèse d’une transition entre les régimes synchrotron auto-absorbé et optiquement mince pour expliquer la présence d’un maximum dans un spectre

radio est développée par Miller-Jones *et al.* (2004). D'autres processus physiques expliquant une inflexion de spectre sont évoqués par ces auteurs, notamment le rayonnement de freinage, mais on se fie à Soria *et al.* (2006), Lang *et al.* (2007) et Cseh *et al.* (2012), qui défendent tous la thèse d'un rayonnement synchrotron émis par la nébuleuse radio entourant NGC 5408 X-1.

## ULX, émission diffuse et zone de formation d'étoiles

Il a été indiqué précédemment que nous avons groupé les données de l'ensemble des observations MeerKAT de NGC 5408 X-1, afin de reconstruire une image du champ de vue à partir de 12 heures d'observation cumulées. Le but premier de ce regroupement était de récupérer les positions les plus fiables possibles de l'ensemble des sources du champ ainsi que l'ULX, grâce à une image réalisée avec le paramètre `robust = -2` (qui favorise la résolution). Mais les résultats précédents de non-variabilité de l'ULX nous ont poussé à reconstruire également des images avec le paramètre `robust = -0,5`, pour un meilleur compromis entre résolution et flux. Le but était de profiter de cette longue durée d'observation pour bien mettre en valeur des structures radio de faible flux, notamment l'émission diffuse que l'on devine dans les images individuelles.

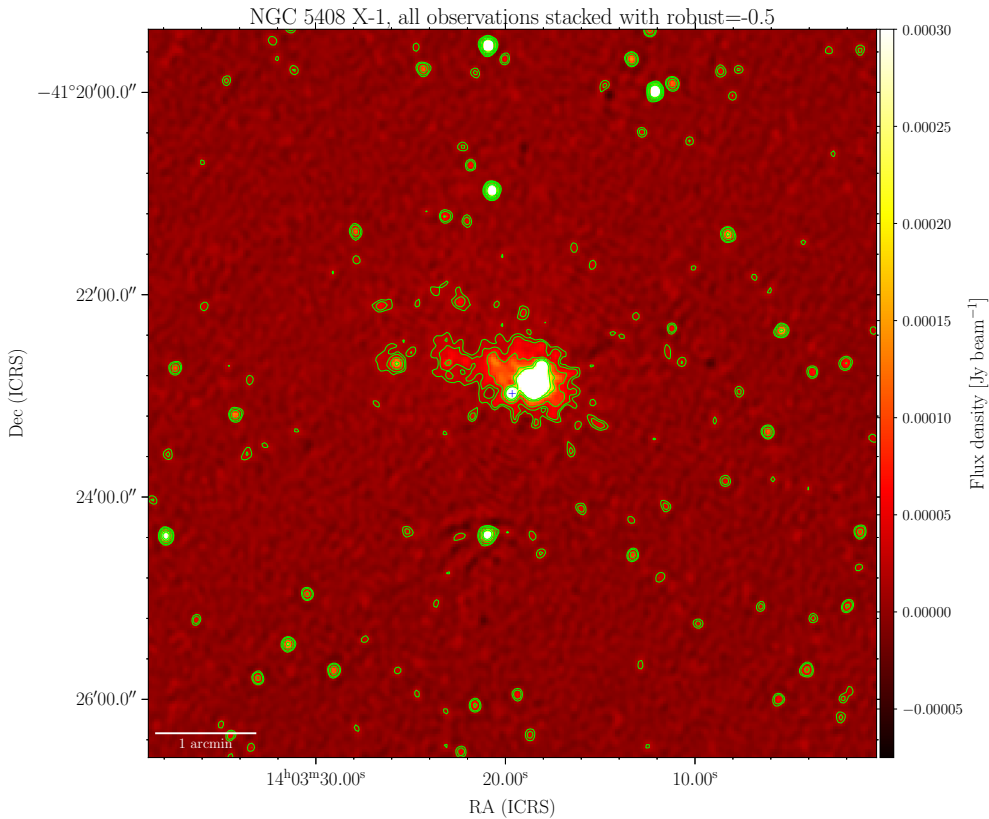


FIGURE 8.7 – Portion de l'image radio obtenue après groupement des 12 heures d'observations MeerKAT avec le paramètre `robust = -0,5`. Les contours verts représentent 3, 4, 5, 10, 20 et  $30\sigma$ . La croix bleue indique la position de NGC 5408 X-1.

La figure 8.7 présente un agrandissement de la partie centrale de l'image obtenue. Les contours verts sont à 3, 4, 5, 10, 20 et  $30\sigma$ . La résolution de cette image est bien sûr moins bonne que celle de l'image équivalente réalisée avec le paramètre `robust = -2`, sur non seulement laquelle NGC 5408 X-1, mais aussi la source B, sont totalement séparées de la zone de formation d'étoiles A. Néanmoins, ce choix de paramètre `robust = -0,5` permet de conserver sur l'image l'émission diffuse. On détecte en effet à plus de  $3\sigma$  une zone d'émission diffuse, qui se trouve principalement derrière la zone centrale comprenant l'ULX et la zone de formation d'étoiles, mais qui s'étend ensuite assez loin à l'est. L'extension totale de la zone d'émission diffuse est de 1,37 minutes d'arc, soit, si l'on considère qu'elle se situe à 4,8 Mpc comme NGC 5408 X-1, une extension de  $5,9 \times 10^{19}$  mètres =  $3,9 \times 10^8$  unités astronomiques. La mesure de la dimension perpendiculaire, moins précise, donne environ 0,7 minute d'arc comme largeur maximale.

On reviendra sur cette zone d'émission étendue et ses éventuels liens avec la zone de formation d'étoiles ou NGC 5408 X-1 en toute fin de chapitre.

Il est généralement admis que les ULX pourraient être liées aux zones de formation d'étoiles. En effet, Swartz *et al.* (2009) indiquent que statistiquement (à plus de  $3\sigma$  en étudiant 27 galaxies contenant des ULX et 31 galaxies témoin), les ULX se trouvent plutôt dans des zones de formation d'étoiles ou à proximité de telles zones, et particulièrement proches d'associations OB – c'est-à-dire de zones regroupant de jeunes supergéantes bleues de types O et B – âgées d'environ 10 millions d'années en moyenne. Ces ULX pourraient alors être des microquasars « classiques » (avec des trous noirs stellaires) dotés d'une étoile compagnon jeune et massive. Or, Grisé *et al.* (2012) identifient une petite association OB à proximité de NGC 5408 X-1 (à environ 100 pc). Cette association contient des étoiles dont la masse va jusqu'à  $40 M_{\odot}$ , et est âgée d'environ 5 millions d'années ; elle est donc similaire aux associations OB retrouvées couramment à proximité des ULX, même si elle est plus jeune. Les auteurs supposent que l'association pourrait être le lieu de naissance de NGC 5408 X-1.

Mais NGC 5408 contient aussi des superamas stellaires (Stevens *et al.*, 2002), qui pourraient de même être le lieu de naissance de NGC 5408 X-1. Ces superamas sont détectables et distinguables à haute fréquence radio (Stevens *et al.*, 2002), alors que dans notre image MeerKAT, ils sont tous regroupés dans la région de formation d'étoiles A. NGC 5408 X-1 est située selon nos images à environ 12 secondes d'arc, soit 280 pc (une distance confirmée par Kaaret *et al.*, 2003b) du centre de la région de formation d'étoiles A.

Les superamas stellaires et les associations OB sont de bons candidats pour le lieu de formation de NGC 5408 X-1, car cette source pourrait contenir un trou noir relativement massif, dont la masse irait peut-être jusqu'à  $100 M_{\odot}$ , voire plus selon les auteurs (et les théories – rayonnement super-Eddington ou trou noir intermédiaire). Or, pour que se forme ce genre de trous noirs, il faut une étoile massive et dense, et la probabilité d'en rencontrer est bien plus grande dans les zones de formation d'étoiles jeunes et massives que sont les superamas et

associations OB. NGC 5408 X–1 aurait alors été éjectée de son lieu de naissance par la violence de l’effondrement de l’étoile en trou noir.

En effet, Kaaret *et al.* (2003b) ont calculé qu’il est possible que les 280 pc séparant les superamas de la position actuelle de NGC 5408 X–1 aient été parcourus en 30 millions d’années à la vitesse de  $10 \text{ km s}^{-1}$  : cette vitesse permettrait à une binaire X de se trouver à son emplacement actuel avant la fin de vie de son étoile compagnon massive. Cette étoile ne pourrait néanmoins pas être trop massive, car seules les étoiles de masse  $< 10 M_{\odot}$  vivent aussi longtemps. Par contre, les propriétés des superamas permettent de former des trous noirs massifs, jusqu’à  $100 M_{\odot}$  au moins (Vanbeveren *et al.*, 2009) ; l’hypothèse d’une ULX abritant un trou noir de masse intermédiaire est donc possible avec ce lieu de naissance.

La deuxième possibilité est que NGC 5408 X–1 vienne de l’association OB située à environ 100 pc. Il s’agit d’une zone regroupant des étoiles de types O et B âgées d’environ 5 millions d’années, donc probablement trop peu massives pour former un trou noir de masse intermédiaire. De plus, si l’on suppose une éjection entre 1 et 3 millions d’années après la formation de l’association, NGC 5408 X–1 aurait dû se déplacer à une vitesse comprise entre 25 et  $50 \text{ km s}^{-1}$  pour atteindre son emplacement actuel (Grisé *et al.*, 2012). Cette vitesse est rapide, mais pas impossible dans les associations OB, d’après van den Heuvel *et al.* (2000). De plus, dans cette hypothèse, NGC 5408 X–1 pourrait avoir une étoile compagnon beaucoup plus massive, la durée de vie de l’étoile qui est nécessaire dans ce cas étant bien moins longue que dans l’hypothèse précédente.

En l’état actuel des connaissances sur NGC 5408 X–1, il est donc impossible de trancher la question de son lieu de naissance, et d’autres observations sont nécessaires pour en savoir plus : il faudrait contraindre la masse du trou noir ou la masse de l’étoile compagnon, par exemple. Cerner le lieu de naissance de NGC 5408 X–1 pourrait alors donner des informations pour étayer, ou éliminer, les hypothèses favorites pour les ULX : trou noir intermédiaire ou rayonnement super-Eddington ?

Pour le moment, on laissera le lecteur avec des images optiques de la zone entourant NGC 5408 X–1, sur la figure 8.8. L’image du haut provient du *Digital Sky Survey*, c’est-à-dire d’une photographie argentique numérisée : elle a été prise en avril 1989 par le télescope optique de 1,2 mètres *UK Schmidt Telescope* en Australie. Il s’agit d’une image large bande prise dans la bande rouge, de 590 à 715 nm. L’image du bas est une image de l’instrument *Wide Field and Planetary Camera 2* du télescope spatial Hubble. Elle a été prise avec le filtre large bande F060W, de 470 à 730 nm. On a superposé les contours radio de notre image sur ces deux images optique large bande. On souligne que si le nord est bien au nord sur l’image DSS, ce n’est pas le cas sur l’image Hubble, d’où l’orientation différente des contours radio entre les deux images. On peut remarquer plusieurs choses sur ces images : tout d’abord, si l’on repère bien différentes composantes de la zone de formation d’étoiles, NGC 5408 X–1 n’est toutefois apparemment pas visible. Il s’agit seulement d’une impression visuelle, due à la limite de sensibilité et de résolution des images utilisées, puisque la source a déjà été détectée en optique : elle présente une émission optique ponctuelle, qui pourrait être liée à son étoile

compagnon ou à son disque d'accrétion ; elle est aussi entourée d'une nébuleuse optique, détectée pour la première fois par Grisé *et al.* (2012).

Revenons comme promis sur la zone d'émission diffuse radio observée en arrière-plan des images MeerKAT, qui s'étend sur environ 1,37 minutes d'arc derrière la zone de formation d'étoiles et NGC 5408 X-1 et plus loin vers l'est. Il est très intéressant de noter que cette zone d'émission diffuse existe aussi en optique ; elle est notamment très visible sur l'image DSS – mais moins sur l'image HST, qui semble la résoudre en une multitude de sources ponctuelles.

Pour pouvoir pousser la réflexion plus loin, j'ai considéré que cette zone d'émission diffuse était située à la même distance que NGC 5408 X-1, et pas en avant-plan ou arrière-plan. Je me suis alors interrogée sur la taille apparente, en secondes d'arc, de cette zone d'émission diffuse par rapport à la taille apparente de la galaxie abritant notre ULX. NGC 5408 est une galaxie irrégulière naine, de type magellanique (c'est-à-dire qu'elle ne possède qu'un seul bras), qui a été découverte par John Herschel en 1834. Il est malheureusement difficile d'en obtenir les dimensions précises, puisque de nombreuses techniques de mesure à différentes longueurs d'onde ont été utilisées pour l'estimer au cours du temps. Ainsi, la base de données NED (NASA/IPAC Extragalactic Database<sup>1</sup>) recense 18 mesures de taille apparente pour NGC 5408. La galaxie est toujours assimilée à une ellipse, voire à un cercle, mais les mesures utilisent des seuils variables (différents pourcentages de luminosité totale, des isophotes à différents seuils de magnitude, etc.) à partir de données provenant de divers relevés astronomiques, et concluent à des valeurs de grand axe allant du simple au décuple. Compte tenu de cette trop grande diversité de valeurs, et de mon absence d'expertise s'agissant de déterminer leurs fiabilités relatives, j'ai calculé la moyenne de l'ensemble des valeurs. Cette moyenne n'a pas la prétention d'être une mesure correcte de l'extension de NGC 5408, mais simplement de fournir un ordre de grandeur utilisable dans le cadre de notre réflexion. J'obtiens une galaxie de dimension  $1,72 \times 1,11$  minutes d'arc, en considérant une ellipse, et d'angle de position  $68^\circ$ . On peut tout de suite noter que cette dimension est un peu plus grande que la mesure de  $1,37 \times 0,7$  minutes d'arc de l'extension maximale de la zone d'émission diffuse radio (qui est beaucoup plus irrégulière qu'une ellipse), mais qu'elle en reste assez proche. Pour une meilleure comparaison, je présente sur la figure 8.9 une image HST de NGC 5408.

Cette image en couleurs regroupe des données infrarouge de l'instrument *Wide Field Camera 3* à  $1,05 \mu\text{m}$  (filtre Y) et  $1,6 \mu\text{m}$  (filtre H), et des données optique de l'instrument *Wide Field and Planetary Camera 2* à  $656 \text{ nm}$  (raie H alpha). Cette image est centrée en  $14\text{h}03\text{m}21,34\text{s}$  ;  $-41^\circ22'41,75''$ . Le champ de vue est de  $2,09 \times 1,50$  minutes d'arc et englobe donc l'extension moyenne calculée pour NGC 5408, et le nord est à  $28,9^\circ$  à gauche de la verticale. Malheureusement, nous n'avons pas trouvé de fichier image correspondant, sur lequel on pourrait superposer directement les contours radio. Néanmoins, en comparant cette image HST couleur aux images de la figure 8.8, sur lesquelles on a superposé les contours radio, on peut aisément conclure que l'émission diffuse optique de l'image DSS et l'émission diffuse radio correspondent toutes deux à l'emplacement de la galaxie.

1. <https://ned.ipac.caltech.edu/>

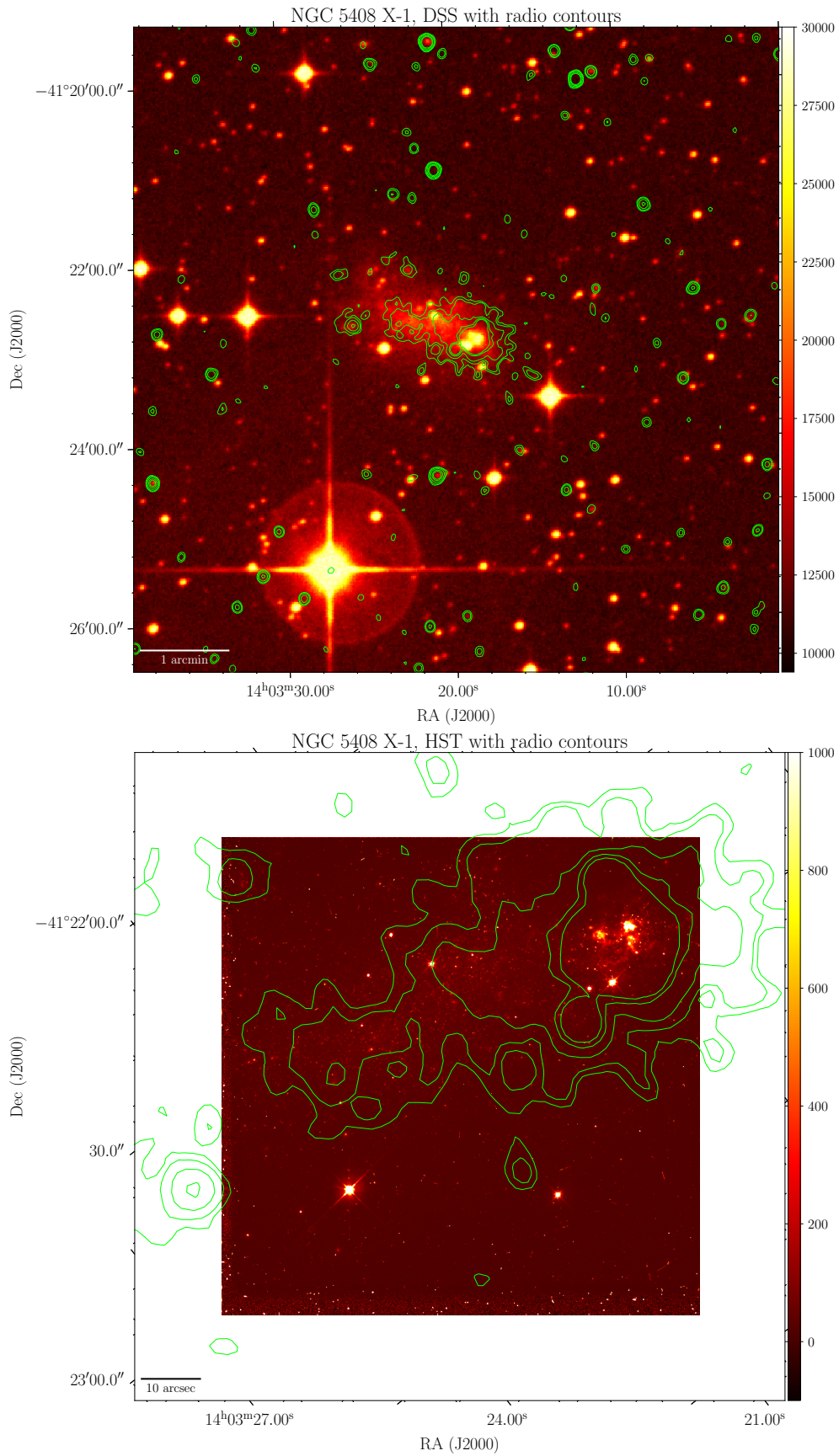


FIGURE 8.8 – Superposition des contours radio de la figure 8.7 avec des images optique (voir le texte pour plus de détails).





FIGURE 8.9 – Image HST optique et infrarouge de la galaxie naine NGC 5408. L'image est inclinée, le nord est à  $28,9^\circ$  à gauche de la verticale. On peut repérer la zone de formation d'étoiles (zone plus brillante sur la droite) ; NGC 5408 X-1 est au sud-est de cette zone (donc en-dessous d'elle sur l'image eu égard à son inclinaison). Comme indiqué dans le texte, aucun repère ou contour n'est présent sur cette image puisque l'on ne dispose pas du fichier de données ayant servi à la créer. Crédit : ESA/Hubble & NASA ; remerciements : Judy Schmidt (Geckzilla).

En plus de l'ULX et de la zone de formation d'étoiles, nos données ont donc permis de détecter l'émission radio diffuse de NGC 5408 grâce à MeerKAT ; cela ne rentre pas dans le cadre de cette thèse, mais ces données pourraient être exploitées par des chercheurs intéressés par l'étude de cette galaxie naine.



---

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

---

*We are all in the gutter, but some of us are looking at the stars.*

— OSCAR WILDE, *Lady Windermere's Fan*

Patauger – parfois – dans le caniveau mais en gardant la tête dans les étoiles, c'est le propre d'une thèse en astrophysique. Ce manuscrit dresse le compte-rendu du travail effectué durant ces trois années de thèse, en présentant aussi bien les difficultés rencontrées que les résultats obtenus. Trois ans ne peuvent suffire pour répondre à toutes les questions posées en introduction de ce manuscrit ; néanmoins, je vais résumer ici les résultats obtenus avant d'ouvrir sur des perspectives pour le domaine.

### Couplage accrétion – éjection des microquasars

Le lien accrétion – éjection dans les microquasars est bien visible pour les sources étudiées au cours de cette thèse. Ainsi, on observe une corrélation claire entre les états spectraux (définis par les rayons X et révélateurs de l'accrétion) du microquasar MAXI J1803–298 et l'émission radio produite par ses différents types de jets : par exemple, l'extinction et la réapparition du jet compact sont simultanées avec les transitions d'état spectral, ce qui souligne le couplage fort entre accrétion et éjection de matière.

Ce couplage est aussi démontré par l'association étroite entre l'éjection d'un jet discret et l'état spectral intermédiaire : pour MAXI J1803–298, non seulement on observe une éjection lors de la transition d'état entre l'état dur et l'état mou, mais aussi lors d'une incursion temporaire dans l'état intermédiaire (alors que la source est au milieu de l'état mou), associée à une détection radio preuve de l'éjection. Une éjection associée à un retour bref dans l'état *a priori* intermédiaire – alors que la source est dans l'état mou depuis un certain temps – a aussi été observée pour MAXI J1348–630 (Carotenuto *et al.*, 2021a), et peut-être pour H1743–322 (Coriat, 2010). Il s'agit d'un phénomène inattendu, nouveau dans notre connaissance des microquasars, très récent et peu étudié, et l'augmentation du nombre d'occurrences signale la nécessité d'étudier plus en détail cette preuve d'une association entre l'état du disque d'accrétion et la production ou non de jets radio.

L'existence de différents états spectraux que les sources parcourent avec une temporalité et parfois un ordre variables est le signe que l'accrétion dans le disque est un phénomène complexe. Néanmoins, son lien avec l'éjection, bien que partiellement incompris, est aujourd'hui avéré. Ce lien est bien sûr démontré en premier

lieu par le tracé des observations dans le plan radio – X, révélateur de deux branches de pentes différentes. Cette thèse étudie des microquasars appartenant aux deux branches de la corrélation : MAXI J1820+070 fait de manière certaine partie de la branche « standard », alors que MAXI J1803–298 appartient probablement à la branche « des anomalies » (*outliers*), bien que sa distance inconnue ne permette pas de certitude. Mon travail de thèse ne permet pas d'éclaircir directement la question de l'existence de deux branches distinctes. Néanmoins, il ajoute une nouvelle source à la branche des anomalies, et par là confirme l'absence de différence dans les propriétés des sursauts des deux groupes de sources, puisque MAXI J1803–298 suit parfaitement le schéma canonique de sursaut déterminé principalement à partir de sources standard comme GX 339–4.

De plus, l'allure du trajet de MAXI J1803–298 dans le plan radio – X suggère que, si elle est à grande distance, elle pourrait à bas flux se rapprocher de la branche standard. Ceci fait penser aux sources « hybrides » comme MAXI J1348–630 et H1743–322, et suggère que les « anomalies » pourraient en fait être toutes des sources hybrides. La mesure d'une distance précise pour MAXI J1803–298, potentiellement à l'occasion d'un nouveau sursaut, permettrait d'affirmer ou de confirmer son appartenance à ce troisième groupe.

## Jets discrets et environnement des binaires X

J'ai étudié en détail trois microquasars au cours de cette thèse, et ces trois sources ont toutes émis des jets discrets. Ceci renforce le postulat du début de ce manuscrit consistant à dire que toutes les binaires X seraient des microquasars – c'est-à-dire qu'elles émettraient toutes des jets discrets, dont la rareté historique de ceux-ci serait due seulement à des difficultés de détection (résolution et/ou sensibilité des instruments). Cette difficulté est très bien illustrée par le cas de MAXI J1803–298 : on sait que des jets discrets ont été émis grâce à un faisceau d'indices (incursion dans l'état intermédiaire, émission radio dans l'état dur, etc.), mais ils n'ont pu être résolus avec MeerKAT, ATCA ou le VLA – seules des observations VLBI (article soumis) ont pu les résoudre au tout début de leur mouvement, et leur flux a décliné trop rapidement pour espérer les détecter plus tardivement avec les interféromètres précités. À l'inverse, MAXI J1820+070 et XTE J1748–288 présentent des jets bien visibles : des jets larges détectés à plusieurs secondes d'arc du cœur de la binaire X. Les jets de MAXI J1820+070 sont détectés dans les rayons X, ce qui en fait la quatrième source (et la troisième source publiée) pour laquelle des jets discrets sont assez énergétiques pour être détectés jusqu'aux rayons X. Les jets de XTE J1748–288 sont détectés uniquement en radio, mais on ne peut pas en conclure définitivement qu'ils n'étaient pas visibles dans les rayons X, étant donné que la résolution et la sensibilité des observatoires X étaient limitées à l'époque de son sursaut – Chandra a été lancé en 1999 seulement. L'étude de ces ensembles de jets a permis d'apprendre, ou de confirmer, plusieurs points sur les jets discrets :

- Comme le nombre de sources radio détectées pour XTE J1748–288 et la courbe de lumière de MAXI J1803–298 le démontrent, une source peut bien émettre plusieurs (paires de) jets discrets pendant un même sur-

---

saut. Les modèles d'éjection des jets discrets doivent donc prendre cela en compte.

- Les jets discrets sont très énergétiques, et une grande partie de cette énergie n'est pas rayonnée lors de l'éjection. Ainsi, l'énergie interne minimale des jets de MAXI J1820+070 est de  $5,1 \times 10^{41}$  erg, plusieurs ordres de grandeur au-dessus de l'énergie estimée à partir du pic radio lié à l'éjection. L'énergie interne est convertie en luminosité par une interaction avec le milieu interstellaire, qui accélère les particules du jet au-delà de 10 TeV. Même si l'on n'a pas pu effectuer les mêmes calculs d'énergie, on voit aussi cette interaction avec le milieu interstellaire pour les jets discrets de XTE J1748–288 : les jets discrets s'arrêtent une cinquantaine de jours après leur éjection, et une zone d'interaction persistante reste détectée en radio plus d'un an après.
- Enfin, le mouvement des jets diffère pour les deux sources où ils sont résolus. Les jets de MAXI J1820+070 décelèrent constamment, alors que les jets de XTE J1748–288 semblent se propager de façon balistique avant de s'arrêter. Ceci interroge sur l'environnement des microquasars : l'hypothèse d'une cavité serait-elle applicable uniquement à certaines sources ? Dans ce cas, quel serait le mécanisme responsable de la création (ou de la persistance) d'une cavité pour seulement certaines sources ? À l'inverse, si toutes les sources présentent des cavités, pourquoi ne les détecte-t-on pas toutes, et si aucune n'en présente, comment expliquer l'arrêt brutal de certains jets ?

Toutes ces constatations, et questions, soulignent l'intérêt fondamental de suivre le mouvement des jets discrets, idéalement dès leur éjection et jusqu'à la date la plus tardive possible, à la fois en radio et en X. Ce suivi fournit une quantité d'informations considérable, et permet d'allonger la liste des microquasars pour lesquels les paramètres physiques des jets discrets sont connus : à terme, cela pourrait permettre de mieux cerner leur processus d'émission.

## Généralisation des processus d'accrétion et d'éjection

On a souligné au chapitre 2 que la corrélation radio – X des microquasars peut être généralisée aux noyaux actifs des galaxies, en ce qu'on appelle le plan fondamental d'activité des trous noirs, qui prend en compte leur masse. C'est le signe que la physique responsable du couplage accrétion – éjection est (au moins en partie) généralisable à l'ensemble des trous noirs accrétants (avec une réserve liée à l'existence de la branche des anomalies pour les microquasars). Mon travail de thèse s'est intéressé à un autre élargissement : l'élargissement aux sources accrétant à d'autres régimes d'accrétion. Les sources X ultralumineuses sont de bonnes candidates puisqu'il peut s'agir de sources focalisées, de sources contenant des trous noirs intermédiaires ou de sources accrétant à des régimes super-Eddington non observés dans les microquasars usuels. La recherche d'une variabilité, celle-ci étant l'une des signatures des sources accrétantes, peut donc

permettre de contraindre plus précisément la nature de chaque ULX. Je n'ai malheureusement pas détecté de variabilité pour la source NGC 5408 X-1, que ce soit à l'échelle de quelques semaines ou d'une vingtaine d'années. L'émission radio détectée est produite par une nébuleuse radio en apparence assez stable, et probablement pas par des jets – qui produiraient *a priori* un flux variable dans le temps en fonction de leur évolution. Cette nébuleuse radio pourrait être (ou avoir été) alimentée par des jets issus de NGC 5408 X-1, mais on ne peut en trouver la preuve à partir de nos seules observations MeerKAT.

## Perspectives

La suite logique de mon travail est la poursuite des observations de microquasars avec un suivi aussi dense que possible, car beaucoup des questions soulevées dans ce qui précède ne pourront être résolues qu'à l'aide d'une statistique suffisante d'observations. Ainsi, il est nécessaire de continuer à peupler la corrélation radio – X, et en parallèle de déterminer les paramètres des sources observées (distance, inclinaison, spin, masse du trou noir) : cela permettra à terme soit de trouver les paramètres responsables de l'existence de deux branches, soit d'éliminer définitivement une implication de ces paramètres pour se concentrer sur des différences dans les propriétés d'accrétion et de rayonnement des sources. De plus, l'ajout d'observations en quiescence serait une extension intéressante, car elles devraient permettre de mieux cerner le comportement des microquasars à faible flux, et notamment de trancher la question de savoir si les sources de la branche des anomalies sont toutes hybrides ou non – information centrale pour déterminer si les propriétés géométriques des sources ou les propriétés physiques du flot d'accrétion expliquent les constatations actuelles.

En ce qui concerne les jets, comme on le disait, il semble nécessaire d'observer au maximum les jets discrets dans les domaines radio et X, si possible dès leur éjection et avec des campagnes denses jusqu'à leur disparition. On pourrait ainsi mieux résoudre les différentes composantes des jets discrets : contraindre leur mouvement sur le long terme ainsi que l'énergie emportée lors de leur lancement (grâce notamment aux détections X) permet de sonder l'environnement des microquasars et l'impact des jets sur celui-ci, ainsi que d'éliminer les modèles ne prévoyant pas l'extraction d'une quantité suffisante d'énergie lors de l'éjection.

Toutes ces observations idéalement nécessaires pour répondre aux questions entourant les éjections de matière des sources accrétantes nécessitent des instruments radio performants. En effet, une très bonne sensibilité est par exemple nécessaire pour les détections de microquasars en quiescence : ainsi, il a fallu 24 h d'observation avec MeerKAT pour détecter MAXI J1348–630 en quiescence (flux de 15,3  $\mu$ Jy; Carotenuto *et al.*, 2022a). Le suivi des jets, quant à lui, nécessite à la fois une sensibilité relativement bonne (les jets discrets peuvent passer sous la barre du mJy), et une très bonne résolution pour résoudre des séparations angulaires inférieures à la seconde d'arc. MeerKAT, avec sa résolution actuelle de 1,5 seconde d'arc – même si la mise en service de la bande S, contemporaine à la rédaction de ce paragraphe, devrait améliorer ce point –, est assez limité en

---

la matière : de fait, une meilleure résolution aurait pu nous permettre de mieux séparer NGC 5408 X–1 de son environnement pour des mesures de flux plus précises, voire de résoudre la nébuleuse radio (estimée à environ 1,5 à 2 secondes d’arc ; Lang *et al.*, 2007).

Sans remettre en cause l’apport immense de MeerKAT dans le paysage des radiotélescopes de l’hémisphère sud, qui est complémentaire du VLA dans le nord, il est donc probable que de grandes avancées dans le domaine de la compréhension du couplage accrétion – éjection passent par l’utilisation d’instruments radio encore plus performants. Deux instruments devraient voir le jour dans un avenir (relativement) proche : le ngVLA, amélioration du VLA visant à augmenter à la fois sa sensibilité et sa résolution d’un ordre de grandeur, qui n’est pas encore officiellement financé au-delà du prototype mais est prévu à l’horizon 2035, et le *Square Kilometer Array* (SKA), qui sera le plus grand interféromètre radio jamais construit. Les bandes de fréquence d’intérêt pour les microquasars correspondent au réseau SKA-MID, qui va compléter MeerKAT pour arriver à un réseau total de 197 antennes, espacées au maximum de 150 km. Il est prévu que SKA-MID ait une résolution 4 fois plus grande que celle du VLA (actuel) et une sensibilité 5 fois plus grande que lui : cela signifierait par exemple que 10 heures d’observation seraient suffisantes pour détecter en quiescence les binaires X à moins de 5 kpc (Corbel *et al.*, 2015), un apport significatif par rapport à MeerKAT (pour rappel, MAXI J1348–630 est à 2,2 kpc). De même, SKA-MID pourrait détecter des ULX jusqu’à environ 100 Mpc, améliorant grandement notre catalogue de sources à étudier.

Ces quelques chiffres soulignent que la perspective de la mise en fonctionnement de SKA est une très bonne nouvelle pour l’étude des microquasars, et des sources accrétantes en général, et laisse espérer que l’on pourra répondre aux questions laissées en suspens par cette thèse et de nombreux autres travaux.

S’agissant des rayons X, l’instrument le plus performant par sa résolution à l’heure actuelle est Chandra. Il a fêté ses 23 ans, mais sa retraite n’est pas prévue pour l’instant, aussi on peut espérer encore de nombreuses observations conjointes avec les instruments radio dans le futur. Aucun instrument similaire à Chandra n’est en projet dans l’immédiat – le projet européen Athena initialement prévu pour 2031 étant en cours de redéfinition –, mais la mission franco-chinoise SVOM, qui sera lancée en 2023, devrait permettre d’accroître les capacités d’observation des microquasars (en plus de Chandra, mais aussi Swift, XMM-Newton, MAXI, etc., toujours en vol). En effet, cette mission est d’abord dédiée à l’observation des sursauts gamma dans les X, les rayons gamma et en optique, mais ses instruments balayeront aussi le ciel pour générer des alertes lors de la détection de microquasars et autres sources transitoires, et ils pourront aussi répondre aux demandes d’observations de sources d’opportunité *via* les alertes émises par d’autres instruments d’observations. Il devrait donc être possible de coupler des observations SKA et SVOM pour étudier les sursauts des microquasars.

Ces observations conjointes, réalisées avec l’intégralité des instruments disponibles à l’avenir, seront essentielles pour étudier plus en détail le lien entre les

états spectraux des microquasars et la formation des jets compacts et éjections relativistes que l'on observe maintenant couramment. Elles seront en effet cruciales pour permettre de confirmer ou d'infirmier les différents modèles de couplage entre l'accrétion et la formation des jets qui ont pu être proposés dans la littérature ces dernières années et qui continueront à l'être au fur et à mesure du raffinement des théories. Grâce à cela, on peut espérer progresser à l'avenir concernant plusieurs grandes questions physiques qui restent en suspens : comment expliquer les deux branches de la corrélation radio – X ? Puisque des différences d'efficacité radiative entre sources semblent la meilleure explication à l'heure actuelle, par quelles propriétés physiques des sources expliquer cette différence dans leur flot d'accrétion, et le fait que certaines sources puissent évoluer entre les deux catégories suivant leur taux d'accrétion ? Ensuite, sachant que les quantités élevées d'énergie emportées par les jets et potentiellement déposées ensuite dans le milieu interstellaire par interaction avec celui-ci pourraient influencer d'autres processus dans la matière environnante (creusement de cavités, chauffage de la matière, etc.), quelle est la rétroaction des jets sur le milieu interstellaire entourant les binaires X ? Enfin, comment le comportement à (relativement) petite échelle des microquasars se compare-t-il avec le comportement des noyaux actifs de galaxie, dont, on le sait, il est fondamental de comprendre l'accrétion et l'éjection de matière pour comprendre la croissance des galaxies et donc le développement de notre Univers ?

La réponse à toutes ces questions, bien au-delà de la portée d'un travail de thèse de trois ans, devrait permettre de lever le voile sur l'accrétion et l'éjection, omniprésentes dans l'Univers.



---

## LISTE DES ARTICLES DE RECHERCHE

---

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont fait l'objet d'un article de recherche publié dans *The Astrophysical Journal Letters* ainsi que d'un *Astronomer's Telegram*. Deux articles de recherche sur MAXI J1803–298 et NGC 5408 X–1 sont également en cours de préparation. J'ai également contribué à deux articles de recherche déjà publiés dans *The Astrophysical Journal* et *Astronomy & Astrophysics*, ainsi qu'à un article de C. Wood soumis à *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* en janvier 2023. À titre informatif, les travaux précités sont reproduits dans leur intégralité dans les pages qui suivent, dans l'ordre ci-dessous.

1. Espinasse, M. *et al.* Relativistic X-Ray Jets from the Black Hole X-Ray Binary MAXI J1820+070. *The Astrophysical Journal Letters* **895**, L31 (2020)
2. Espinasse, M. *et al.* MeerKAT radio detection of MAXI J1803-298. *The Astronomer's Telegram* **14607**, 1 (2021)
3. Shaw, A. W. *et al.* Observations of the Disk/Jet Coupling of MAXI J1820+070 during Its Descent to Quiescence. *The Astrophysical Journal* **907**, 34 (2021)
4. Barnier, S. *et al.* Clues on jet behavior from simultaneous radio-X-ray fits of GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics* **657**, A11 (2022)
5. Wood, C. M. *et al.* Time-dependent visibility modelling of a relativistic jet in the X-ray binary MAXI J1803–298. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (soumis) : version de janvier 2023.



## Relativistic X-Ray Jets from the Black Hole X-Ray Binary MAXI J1820+070

Mathilde Espinasse<sup>1</sup>, Stéphane Corbel<sup>1,2</sup>, Philip Kaaret<sup>3</sup>, Evangelia Tremou<sup>1,4</sup>, Giulia Migliori<sup>5</sup>, Richard M. Plotkin<sup>6</sup>, Joe Bright<sup>7</sup>, John Tomsick<sup>8</sup>, Anastasios Tzioumis<sup>9</sup>, Rob Fender<sup>7,10</sup>, Jerome A. Orosz<sup>11</sup>, Elena Gallo<sup>12</sup>, Jeroen Homan<sup>13,14</sup>, Peter G. Jonker<sup>14,15</sup>, James C. A. Miller-Jones<sup>16</sup>, David M. Russell<sup>17</sup>, and Sara Motta<sup>7</sup>

<sup>1</sup> AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Université de Paris, F-91191 Gif-sur-Yvette, France; mathilde.espinasse@cea.fr

<sup>2</sup> Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, F-18330 Nançay, France

<sup>3</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA

<sup>4</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, PSL, SU/UPD, Meudon, France

<sup>5</sup> INAF, Istituto di Radio Astronomia di Bologna, Via P. Gobetti 101, I-40129 Bologna, Italy

<sup>6</sup> Department of Physics, University of Nevada, Reno, NV 89557, USA

<sup>7</sup> Astrophysics, Department of Physics, University of Oxford, Keble Road, Oxford, OX1 3RH, UK

<sup>8</sup> Space Sciences Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

<sup>9</sup> Australia Telescope National Facility, CSIRO, P.O. Box 76, Epping, New South Wales 1710, Australia

<sup>10</sup> Department of Astronomy, University of Cape Town, Private Bag X3, Rondebosch, 7701, South Africa

<sup>11</sup> Department of Astronomy, San Diego State University, 5500 Campanile Drive, San Diego, CA 92182-1221, USA

<sup>12</sup> Department of Astronomy, University of Michigan, 1085 S University, Ann Arbor, MI 48109, USA

<sup>13</sup> Eureka Scientific, Inc., 2452 Delmer Street, Oakland, CA 94602, USA

<sup>14</sup> SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, NL-3584 CA Utrecht, The Netherlands

<sup>15</sup> Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University, P.O. Box 9010, NL-6500 GL Nijmegen, The Netherlands

<sup>16</sup> International Centre for Radio Astronomy Research, Curtin University, GPO Box U1987, Perth, WA 6845, Australia

<sup>17</sup> Center for Astro, Particle and Planetary Physics, New York University Abu Dhabi, P.O. Box 129188, Abu Dhabi, UAE

Received 2020 February 14; revised 2020 April 11; accepted 2020 April 13; published 2020 May 29

### Abstract

The black hole MAXI J1820+070 was discovered during its 2018 outburst and was extensively monitored across the electromagnetic spectrum. Following the detection of relativistic radio jets, we obtained four Chandra X-ray observations taken between 2018 November and 2019 June, along with radio observations conducted with the Very Large Array and MeerKAT arrays. We report the discovery of X-ray sources associated with the radio jets moving at relativistic velocities with a possible deceleration at late times. The broadband spectra of the jets are consistent with synchrotron radiation from particles accelerated up to very high energies ( $>10$  TeV) by shocks produced by the jets interacting with the interstellar medium. The minimal internal energy estimated from the X-ray observations for the jets is  $\sim 10^{41}$  erg, significantly larger than the energy calculated from the radio flare alone, suggesting most of the energy is possibly not radiated at small scales but released through late-time interactions.

*Unified Astronomy Thesaurus concepts:* X-ray binary stars (1811); Relativistic jets (1390); Accretion (14); Radio jets (1347); Galactic radio sources (571); Stellar mass black holes (1611)

### 1. Introduction

Jets and outflows are observed in a diverse range of accreting systems such as young stellar objects, Galactic X-ray binaries, and active galactic nuclei. The formation of jets, their propagation, and their association with accretion processes are still largely unclear. However, their feedback on their immediate environment is now starting to be quantified, as their interaction with the interstellar medium can be observed using high spatial resolution images of X-ray binaries (Corbel et al. 2002; Migliori et al. 2017). Large-scale Galactic jets with apparent superluminal motion were originally detected in GRS 1915+105 by Mirabel & Rodríguez (1994). Such jets originate in discrete ejecta launched during state transitions (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004). The associated radio emission is characteristic of evolving synchrotron blobs (van der Laan 1966) whose fate was unclear until the detection of their reactivation at high energy when they interact with the interstellar medium, e.g., XTE J1550–564 (Corbel et al. 2002; Kaaret et al. 2003; Tomsick et al. 2003; Migliori et al. 2017) and H1743–322 (Corbel et al. 2005).

MAXI J1820+070, first known as ASASSN–18ey, is a black hole X-ray binary (Tucker et al. 2018; Torres et al. 2019) originally discovered in the optical band on 2018 March 6 by the All-Sky Automated Survey for Supernovae ASAS-SN

(Shappee et al. 2014; Kochanek et al. 2017) and in X-rays on 2018 March 11 (Denisenko 2018; Kawamuro et al. 2018) by the Monitor of All-sky X-ray Image MAXI on board the International Space Station (Matsuoka et al. 2009). Its distance is constrained to  $2.96 \pm 0.33$  kpc by radio parallax measurements (Atri et al. 2020). Its 2018 and 2019 outbursts were densely monitored in radio, revealing the ejection of long-lived discrete relativistic jets (Bright et al. 2020). The discovery of these jets in the radio wavelengths motivated the search for X-ray counterparts.

### 2. Observations

#### 2.1. X-Ray Observations with Chandra

Following the detection of extended radio jets in MAXI J1820+070, we triggered our Chandra program (PI: S. Corbel) to search for associated extended X-ray emission from the jets. The observations were performed with the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS, Townsley et al. 2000) on 2018 November 13 (30 ks; ObsId 20207) and 2019 February 4 and 5 ( $2 \times 20$  ks; ObsId 20208 and 22080). In addition, we also used two complementary ACIS-S observations (PI: E. Gallo) scheduled during the outburst decay of MAXI J1820+070 on 2019 May 24 (12 ks; ObsId 21203) and

**Table 1**  
Chandra, MeerKAT, and VLA Observations of MAXI J1820+070

Obs No.	Chandra ObsId	Chandra Date (yy mm dd)	Subarray	Frame Time (s)	MeerKAT Date (yy mm dd)	VLA Date (yy mm dd)
1	20207	2018 Nov 13–14 (MJD 58436.0)	1/4	0.8	2018 Nov 13 (MJD 58435.7)	2018 Nov 9 (MJD 58431.9)
2	20208	2019 Feb 4 (MJD 58518.7)	1/4	0.8	2019 Feb 1 (MJD 58515.2)	2019 Feb 2 (MJD 58516.7)
	22080	2019 Feb 5 (MJD 58519.2)	1/4	0.8		
3	21203	2019 May 24 (MJD 58627.5)	1/8	0.7	...	...
4	21204	2019 Jun 2–3 (MJD 58636.9)	1/8	0.6	...	...
5	21205	2019 Jun 11 (MJD 58645.5)	1/8	0.6	...	...

**Table 2**  
Jet Detections

Observation	Source	Separation ( $''$ )	$\Gamma$	0.3–8 keV Flux ( $10^{-14}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ )	1.3 GHz Flux (mJy)	5 GHz Flux (mJy)	7 GHz Flux (mJy)	$\alpha_r$
1	South jet	$8.81 \pm 0.06$	$1.95^{+0.26}_{-0.25}$	$10.5^{+3.3}_{-2.7}$	$0.24 \pm 0.03$	$0.09 \pm 0.02$	$0.09 \pm 0.02$	$-0.62 \pm 0.11$
	North jet	$4.27 \pm 0.04$	$1.52^{+0.27}_{-0.28}$	$7.61^{+1.73}_{-1.77}$	$0.49 \pm 0.03$	$0.23 \pm 0.02$	$0.24 \pm 0.02$	$-0.45 \pm 0.05$
2	South jet	$12.82 \pm 0.22$	$2.60^{+1.19}_{-1.07}$	$0.73^{+0.60}_{-0.60}$	$< 0.1^a$	$< 0.03^a$	$< 0.03^a$	...
	North jet	$6.57 \pm 0.09$	$1.70^{+0.60}_{-0.59}$	$1.48^{+1.28}_{-0.78}$	$0.17 \pm 0.03$	$0.05 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.01$	$-0.87 \pm 0.15$
3	North jet	$9.02 \pm 0.12$	$1.6^b$	$1.00^{+0.64}_{-0.72}$	...	...	...	...
5	North jet	$9.85 \pm 0.16$	$1.6^b$	$0.28^{+0.14}_{-0.15}$	...	...	...	...

**Notes.** “Separation” is the angular separation with the main source in arcseconds. The unabsorbed X-ray flux between 0.3 and 8 keV is in units of  $10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ .  $\alpha_r$  is the radio spectral index.  $\Gamma$  is the X-ray photon index.

<sup>a</sup> No detection,  $3\sigma$  upper limit.

<sup>b</sup>  $\Gamma$  fixed to 1.6 due to the low number of photons.

2019 June 11 (65 ks; ObsId 21205). The remaining Chandra observations of the field did not reveal any X-ray sources besides MAXI J1820+070; all observations are summarized in Table 1. All observations were performed in subarray mode to minimize pile-up and we restricted the analysis to the S3 chip, which provides the best low-energy response.

The X-ray data analysis was performed using the Chandra Interactive Analysis of Observation (CIAO) software 4.11 (Fruscione et al. 2006), with the calibration files CALDB version 4.8.4.1. The `chandra_repro` script was run to reprocess the observations. The 2018 November observation was processed to remove the ACIS readout streak and the two observations taken in 2019 February were merged. Then, all observations were filtered to keep only the events in the energy range of 0.3–8 keV. The `fluximage` script was used to create the X-ray images, keeping the bin size to 1 (1 pixel =  $0''.492$ ).

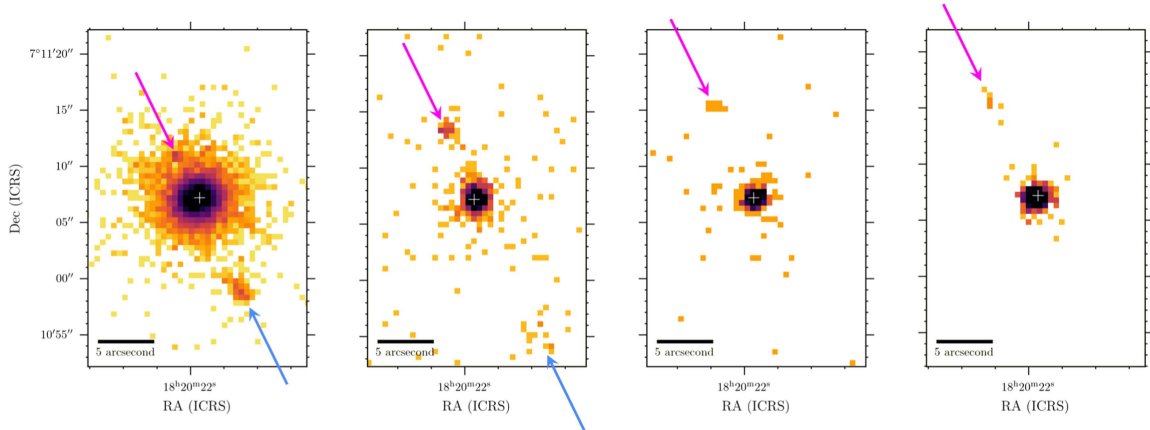
## 2.2. Radio Observations with VLA and MeerKAT

MAXI J1820+070 was also observed in the radio wavelengths (see Table 1). We use two observations performed with the Karl G. Jansky Very Large Array (VLA; Perley et al. 2011). The observations were almost simultaneous with the first and second Chandra and MeerKAT observations, with an on-target

duration of 30 minutes on 2018 November 9 and 38 minutes on 2019 February 2. The array was in D configuration (synthesized beam of  $12''$ ) during the November observation and in C configuration (synthesized beam of  $3''.5$ ) during the February observation. Both observations were carried out in the C band, which is centered at 6 GHz. The total VLA bandwidth is 4.096 GHz, divided into 32 spectral windows of 128 MHz, each divided again into 64 channels of 2 MHz.

MeerKAT (Jonas & MeerKAT Team 2016; Camilo et al. 2018; Mauch et al. 2020) is an array made of 64 13.5 m antennas located in Northern Cape, South Africa. Its spatial resolution is around  $5''$ . Its bandwidth is divided into 4096 channels of 209 kHz, making a total bandwidth of 856 MHz centered at 1.284 GHz ( $L$  band). MAXI J1820+070 was observed regularly during its outbursts as part of the ThunderKAT Large Survey Project (Fender et al. 2017), and we focus here on the observations taken on 2018 November 13 lasting 45 minutes and on 2019 February 1 lasting 15 minutes. Radio flux densities,  $S_\nu$ , and radio spectral indices,  $\alpha_r$ , defined as  $S_\nu \propto \nu^{\alpha_r}$ , are reported in Table 2. See Bright et al. (2020) for details on the radio monitoring and results.

The Common Astronomy Software Applications package (CASA) version 5.1.1-5 was used for all the radio data



**Figure 1.** Images obtained from Chandra observations of MAXI J1820+070 in the 0.3–8 keV band. The observations are in chronological order: 2018 November, 2019 February, 2019 May, and 2019 June. The color scale is logarithmic and different for every image. The crosses indicate the VLBI position of MAXI J1820+070 (Atri et al. 2020). The arrows highlight the position of the north (pink) and south (blue) detected sources. The significances are, for the north and south jets, 46 and 43 (109 and 190 photons) in November and 16 and 4.2 (35 and 15 photons) in February; and for the north jet, 3.5 (6 photons) in May and 4.9 (12 photons) in June.

reduction (McMullin et al. 2007). The data were calibrated using the flux calibrators 3C286 for the VLA and PKS B1934–638 for MeerKAT, and the phase calibrators J1824+1044 for the VLA and J1733–1304 for MeerKAT. Images were produced from calibrated data using the algorithm CLEAN (Högbom 1974) within CASA. We chose cells of  $1''.5$  for MeerKAT images. The VLA data was divided into two subbands of 16 spectral windows each, the first subband centered on 5 GHz and the second on 7 GHz, approximately. The subbands were imaged separately to reduce artifacts, with cells of  $2''.5$ , and  $1''.6$ , respectively, in D configuration, and  $0''.7$  and  $0''.5$  in C configuration. A robust weighting (Briggs 1995) of  $-0.7$  was used for all images.

### 3. Results

#### 3.1. Source Detection

The CIAO tool `wavdetect` was used to identify the X-ray sources in the Chandra observations. In a  $30''$  radius around the position of MAXI J1820+070, three aligned X-ray sources were detected in the 2018 November and 2019 February images. One of them was consistent with the location of MAXI J1820+070 and the other two moved between November and February. In 2019 May and June, only two sources were detected, one of them was consistent with the position of MAXI J1820+070 and the other was located to the north with a larger displacement compared to the previous observations. The angle between the axis of the aligned sources and the north is  $25^\circ.1 \pm 1^\circ.4$ .

The images obtained are displayed in Figure 1. The angular separations between the core source and the other detected sources are listed in Table 2. In the following, we refer to the moving sources as the north jet and the south jet, based on their location with respect to MAXI J1820+070.

The source detection process was similar for all radio images. Due to the lower spatial resolution in the radio maps compared with Chandra, we used the Chandra locations to constrain the components of the radio maps. The `imfit` CASA task was used to perform 2D Gaussian fits. Point sources (2D Gaussians of the size of the beam) were first fitted on all the

fixed core positions coming from the Chandra data. Then, the residual images were examined and point sources were fitted on the fixed Chandra jet positions. The radio fluxes obtained through these fits are presented in Table 2.

#### 3.2. Spectral Analysis

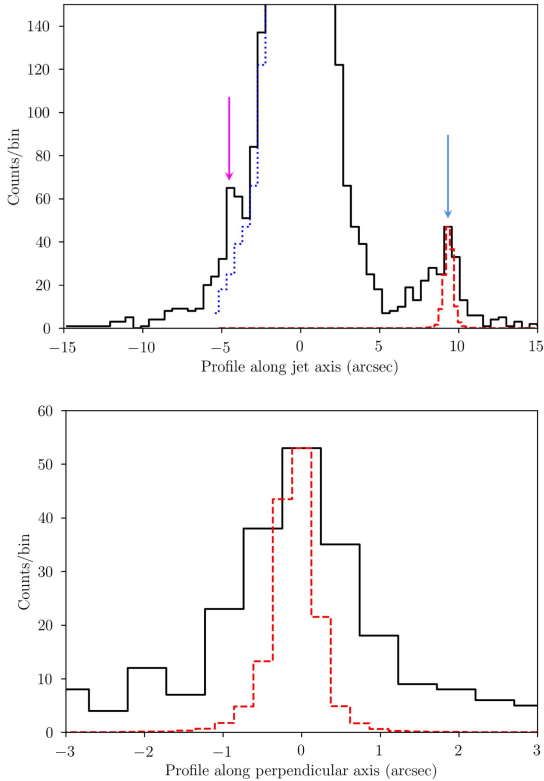
X-ray source and background spectra were extracted for the three detected objects using the `specextract` script. For all sources in all observations, except the north jet in November, a circular background was chosen from a source-free area of the chip.

As the profile of the north jet in the November observation (Figure 2) revealed an overlap with the wings of the central black hole, its background spectrum was extracted from a partial annulus around the black hole (inner radius of  $3''.2$  and outer radius of  $5''.2$ , subtracting the elliptic region of the north jet). The X-ray spectral analysis was then performed using `XSPEC` (Arnaud 1996) and `Sherpa`, the CIAO modeling and fitting application developed by the Chandra X-ray Center (Freeman et al. 2001).

The spectra extracted from the north and south jets were fitted with an absorbed power-law model with photon index  $\Gamma$  (`tbabs * powerlaw`), using the abundances from Wilms et al. (2000). The hydrogen column density value of  $2.16_{-0.65}^{+0.73} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  was obtained by fitting the spectra of MAXI J1820+070 in 2019 February using statistic `cstat`, as it did not suffer from the photon pile-up effect that is seen for bright sources. We afterwards froze the hydrogen column density to the best-fit value. The 0.3–8 keV unabsorbed flux and the photon index  $\Gamma$  obtained are reported in Table 2.

#### 3.3. Morphology

As the angular resolution of the X-ray images is higher than that of the radio images, we studied the morphology of the north and south jets using solely the Chandra data. We extracted from each Chandra image the profile along the axis formed by the jets and summed over  $4''$  in width. We used the profile of MAXI J1820+070 as an estimate of the point-spread

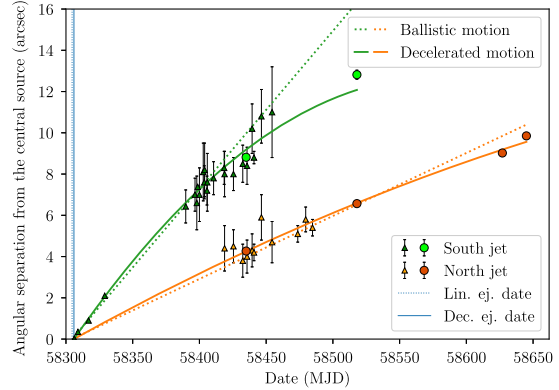


**Figure 2.** Top: profile taken along the jet axis in 2018 November. The figure has a linear scale, and the  $y$ -axis is adapted to make the peaks of the jets visible. The dotted blue line is the mirrored profile of the other side of the PSF, to visually highlight the north jet. Bottom: profile perpendicular to the jet axis for the south jet in 2018 November. On both panels, the dashed red line is the rescaled profile of PSF simulated with MARX, with a subpixel resolution of half an ACIS pixel.

function (PSF) of the Chandra instrument for all observations except for 2018 November which suffered from strong pile-up. We thus used MARX version 5.4.0 (Davis et al. 2012) to simulate the Chandra PSF without pile-up for that specific observation. The PSF profile is then rescaled and plotted over the jet’s profile to estimate the jet extension.

As an example, the profile obtained from 2018 November, with the PSF overlaid on the south jet, is displayed in Figure 2 (top panel). A Kolmogorov–Smirnov (KS) test was performed comparing the jet profiles against the PSF profiles to determine whether the jets are resolved, the null hypothesis being that the two samples are drawn from the same distribution. The south jet in 2018 November has a significantly different distribution from the PSF, with a  $p$ -value of  $7.86 \times 10^{-3}$ , which indicates that it is resolved at the 95% confidence level.

As the south jet is resolved along the axis of the jets in 2018 November, we also compute its profile perpendicularly to that axis (Figure 2 bottom panel). The KS test of the jet profile against the PSF profile along a perpendicular axis allows us to reject the null hypothesis that both samples come from the



**Figure 3.** Apparent motion of the two jets. The triangles are the radio data from Bright et al. (2020) and the circles are our X-ray data. The dashed line is the fit for the linear motion and the solid line is the fit for the decelerated motion. The blue lines represent the likely ejection date for the jets in both models.

same distribution, with a  $p$ -value of  $5.23 \times 10^{-5}$  at the 95% confidence level.

The south jet is thus resolved in the November Chandra observation, with a size of  $4''.9$  in length and  $2''.6$  perpendicularly to its axis (see Section 4.2 for further discussion about the resolved jet). The error on these dimensions can be estimated as the bin width, i.e.,  $0''.5$ . Due to the modeling of this jet as a truncated cone, these dimensions yield an opening angle of the jet of  $7''.1 \pm 1''.4$ .

## 4. Discussion

New Chandra observations of MAXI J1820+070 conducted during the decays of its 2018 and 2019 outbursts led to the detection of two new and variable X-ray sources moving away from the central black hole. These sources are consistent with the positions of the radio jets that have been observed by Bright et al. (2020). In the Chandra observations in November, the south jet is resolved both parallel and perpendicular to the jet axis. It is likely we are witnessing the interaction of the jets of MAXI J1820+070 with the interstellar medium (ISM), similar to that observed from XTE J1550–564 (Corbel et al. 2002; Kaaret et al. 2003; Tomsick et al. 2003; Migliori et al. 2017) and H1743–322 (Corbel et al. 2005).

### 4.1. Motion of the Jets

The angular separations obtained from the Chandra images and presented in Table 2 imply that the two jets are moving. We study their apparent motions from the Chandra data and using the angular separations obtained in radio by Bright et al. (2020). Our data extend the time coverage with much later observations. For both jets, the angular separation versus time is plotted on Figure 3.

We model the motion of the jets as having either constant velocity ( $y(t) = v_0 \times (t - t_0)$ ) or constant deceleration ( $y(t) = \frac{1}{2}\dot{v}_0 \times (t - t_0)^2 + v_0 \times (t - t_0)$  with  $\dot{v}_0 < 0$ ). The first fit performed (dashed line in Figure 3) is a linear fit, assuming a common ejection date and a ballistic motion for both jets. The joint fits yield an ejection date of  $\text{MJD } 58304.59 \pm 0.08$ . Furthermore, we fit the data with a constant deceleration model assuming also a common ejection date for both jets (but not

necessarily the same as the launch date in the linear model), and the joint fits give  $\text{MJD } 58305.97 \pm 0.07$  as ejection date in the decelerated model.

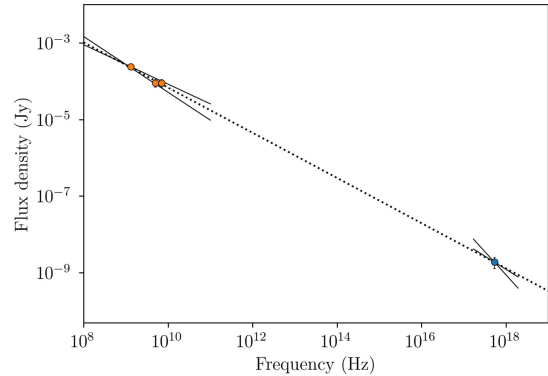
The ejection date obtained with the decelerated model is consistent with the one ( $\text{MJD } 58306.03 \pm 0.02$ ) that Bright et al. (2020) measured without the Chandra data, and which occurred during the hard to soft state transition period according to Shidatsu et al. (2019). On the other hand, the ejection date obtained using the linear model appears one day too early according to the flare observed by Bright et al. (2019). This is due to the fact that the Chandra position of the jets at the late time disfavors the ballistic model and therefore strengthens the model with jets interacting with the ISM.

The proper motions obtained with the ballistic fit are  $v_{\text{north}} = 30.5 \pm 0.2 \text{ mas day}^{-1}$  and  $v_{\text{south}} = 76.4 \pm 0.3 \text{ mas day}^{-1}$ . The constant deceleration hypothesis gives initial velocities of  $v_{\text{north},0} = 35.9 \pm 0.5 \text{ mas day}^{-1}$  and  $v_{\text{south},0} = 93.3 \pm 0.6 \text{ mas day}^{-1}$ . The acceleration values are  $\dot{v}_{\text{north},0} = -0.045 \pm 0.004 \text{ mas day}^{-2}$  and  $\dot{v}_{\text{south},0} = -0.34 \pm 0.01 \text{ mas day}^{-2}$ . Assuming a distance of 2.96 kpc (Atri et al. 2020), this corresponds to respective apparent initial velocities of 0.61c and 1.59c approximately. The superluminal apparent velocity of the south jet, which is much higher than the apparent velocity for the north jet, suggests that the south jet is the approaching component of the ejection while the north jet is the receding component. The approaching/receding nature of the jets and their velocities are in accordance with what Bright et al. (2020) find, considering we have additional data at a later time to perform the fits.

To assess the goodness of fit of the linear and decelerated models to the observed data, we compute the chi-square statistic for both joint fits. The reduced chi-square is  $\chi_{\text{lin}}^2 = 40$  for the linear model and  $\chi_{\text{dec}}^2 = 7.3$  for the decelerated model. Even though both values are quite high, which can be attributed to the relatively small error bars of the Chandra data points, the smaller value of  $\chi_{\text{dec}}^2$  suggests that the data is more in accordance with the constant deceleration hypothesis, following what was already hinted for the south jet. Moreover, the measure of a 14 mas angular separation between the two jets on  $\text{MJD } 58306.22$  by Bright et al. (2020) implies an ejection date around  $\text{MJD } 58306.1$ , using the velocities obtained for both models. This is not compatible with the ejection date found for the ballistic motion, and strengthens the likeliness of a decelerated motion.

The addition of the Chandra observations thus advocates strongly for the fact that the jets are decelerated, which could not be deduced by Bright et al. (2020) from the radio data alone. This implies the jets are probably emitted at the same time and then gradually slowed down, possibly by an interaction with their environment.

The relatively high  $\chi^2$  values could suggest that the deceleration is in fact not constant. Indeed, it has been suggested that X-ray binaries could be located in low-density bubbles (Heinz 2002). In that case, the deceleration would be enhanced when the jets interact with the denser ISM at the edge of the bubble. For instance, Wang et al. (2003), Hao & Zhang (2009) and Steiner & McClintock (2012) found that the jets observed for XTE J1550–564 could be decelerated by interaction with the surrounding ISM, which accelerates the jet particles (similar findings were also invoked in H1743–322), possibly implying that a significant fraction of X-ray binaries could be surrounded by large-scale low-density cavities.



**Figure 4.** Radio to X-ray spectral energy distribution (SED) of the approaching jet in 2018 November. The dashed line represents the best fitting power-law model for the radio and X-ray data together. The full lines represent the power-law ranges coming from the errors on spectral indices for each wavelength domain. The flux densities correspond to the total emission of the jet observed at the three radio frequencies and at 2.2 keV for the X-rays.

However, Bright et al. (2020) find that the decay rate of the radio emission coming from the jets is very slow, and attribute it to continuous on-going interaction with the ISM. This could advocate for a constant deceleration, especially as we have no data that could point toward a ballistic motion at the beginning of the propagation.

#### 4.2. Energetics

Using the available observations (Chandra, VLA, and MeerKAT), we are able to construct the broadband spectra of the approaching and receding jets in 2018 November and of the receding jet in 2019 February. The three spectral energy distributions (SEDs) can be fitted with single power laws with spectral indices of  $\alpha = -0.59 \pm 0.01$  for the approaching jet in 2018 November,  $\alpha = -0.65 \pm 0.02$  for the receding jet in 2018 November and  $\alpha = -0.65 \pm 0.01$  for the receding jet in 2019 February. Figure 4 displays the SED for the approaching jet in 2018 November.

These spectral indices are consistent with what would be expected from optically thin synchrotron emission produced by shock-accelerated particles. Indeed, the apparent motion of the jets seems to favor a possible deceleration rather than a simple ballistic propagation. This could be due to the interaction of the jets with the ISM as observed previously in XTE J1550–564 (Corbel et al. 2002; Migliori et al. 2017) and H1743–322 (Corbel et al. 2005). This interaction would be responsible for the acceleration of the particles of the jets and thus for the observed broadband synchrotron emission.

To estimate the internal energy of the jets, we use the measured size obtained for the south jet using the Chandra observation on 2018 November, see Figure 2. The jet is then modeled by a truncated cone whose apex is at the central source, of  $4''9$  in height,  $2''6$  in width, and with an opening angle of  $7^\circ 1$ . Using 2.96 kpc as the distance to MAXI J1820+070 (Atri et al. 2020), this corresponds to a volume of  $V = 1.4 \times 10^{51} \text{ cm}^3$ , and a jet of  $1.5 \times 10^4 \text{ au}$  by  $7.7 \times 10^3 \text{ au}$ , which is in accordance with the estimation performed by Bright et al. (2020). Their estimate was obtained 40 days before by inferring it from radio flux comparisons, while we obtained directly a physical size using Chandra data.

Using the slope of the SED (Figure 4) of the approaching jet, which gives  $\alpha = -0.59$ , we estimate a total radiative luminosity of  $L = 2.5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  between  $\nu_1 = 1.3 \text{ GHz}$  and  $\nu_2 = 5.2 \times 10^8 \text{ GHz}$ . Under standard hypothesis of equipartition and assuming all the energy is stored in the electrons (no energy carried by the protons), we can estimate the minimum internal energy of the synchrotron-emitting plasma. Following Fender et al. (1999), we estimate the parameters of the synchrotron emission with the formulae in Longair (2011; see Section 16.5), using the opposite convention for the sign of  $\alpha$ . This yields a minimum internal energy of  $5.1 \times 10^{41} \text{ erg}$  and an equipartition magnetic field of the order of  $2.0 \times 10^{-4} \text{ G}$ . This implies radiating electrons with Lorentz factor of  $\sim 3.1 \times 10^7$ , i.e., electrons accelerated up to energies  $> 10 \text{ TeV}$ , and a cooling timescale of 22 years. This also leads to an estimate of  $1.0 \times 10^{44}$  electrons in the jets, and if there is one proton per electron, we deduce a mass of the plasma of  $\sim 1.7 \times 10^{20} \text{ g}$ . The total energy in the electrons would thus be  $2.9 \times 10^{41} \text{ erg}$  and the energy in the magnetic field  $2.2 \times 10^{41} \text{ erg}$  (consistent with the estimates from Bright et al. 2020 using solely the radio observations). This strengthens their finding that the minimum internal energy of the jet is significantly ( $\sim 10^4$  times) larger than the energy inferred from the radio flare believed to be the origin of the ejecta (Bright et al. 2018). Unless a significant fraction of the energy is radiated in a different wavelength during the launch (e.g., in X-rays, Homan et al. 2020 report a small flare in the 7–12 keV band just before the radio flare), this suggests the majority of the energy of the jets is not radiated and is released once they interact with the surrounding medium. Furthermore, the above quantities are consistent with what was derived in XTE J1550–564 (Tomsick et al. 2003) and H1743–322 (Corbel et al. 2005), suggesting a common mechanism could be at play in the different sources displaying radio to X-ray jets.













This research has made use of data obtained from the Chandra X-ray Observatory (ObsId 20207, 20208, 22080, 21203, and 21205), and software provided by the Chandra X-ray Center (CXC) in the application packages CIAO and Sherpa. The MeerKAT telescope is operated by the South African Radio Astronomy Observatory, which is a facility of the National Research Foundation, an agency of the Department of Science and Innovation. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. We acknowledge the use of the Nançay Data Center, hosted by the Nançay Radio Observatory (Observatoire de Paris-PSL, CNRS, Université d'Orléans), and also supported by Région Centre-Val de Loire. M.E., S.C., and E.T. acknowledge financial support from the UnivEarthS Labex program of Université de Paris (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02). P.K., E.G., and J.H. acknowledge financial support that was provided by the National Aeronautics and Space Administration through Chandra Award Numbers GO8-19033X, GO8-19027B, and GO9-20027B issued by the Chandra X-ray Center, which is operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory for and on behalf of the National Aeronautics Space Administration under contract NAS8-03060. P.G.J. acknowledges funding from the European Research Council under ERC Consolidator grant agreement No. 647208. J.C.A.M.-J. is the recipient of an Australian Research Council Future Fellowship

(FT140101082) funded by the Australian government. We would like to thank the referee for a careful reading of the manuscript and for comments greatly improving its quality.

*Facilities:* CXO, VLA, MeerKAT.

*Software:* CIAO (Fruscione et al. 2006), Sherpa (Freeman et al. 2001), XSPEC (Arnaud 1996), CASA (McMullin et al. 2007), APLpy (Robitaille & Bressert 2012), Astropy (Astropy Collaboration et al. 2013; Price-Whelan et al. 2018).

### ORCID iDs

Mathilde Espinasse  <https://orcid.org/0000-0001-9075-1489>  
 Stéphane Corbel  <https://orcid.org/0000-0001-5538-5831>  
 Philip Kaaret  <https://orcid.org/0000-0002-3638-0637>  
 Evangelia Tremou  <https://orcid.org/0000-0002-4039-6703>  
 Giulia Migliori  <https://orcid.org/0000-0003-0216-8053>  
 Richard M. Plotkin  <https://orcid.org/0000-0002-7092-0326>  
 Joe Bright  <https://orcid.org/0000-0002-7735-5796>  
 John Tomsick  <https://orcid.org/0000-0001-5506-9855>  
 Jerome A. Orosz  <https://orcid.org/0000-0001-9647-2886>  
 Jeroen Homan  <https://orcid.org/0000-0001-8371-2713>  
 Peter G. Jonker  <https://orcid.org/0000-0001-5679-0695>  
 James C. A. Miller-Jones  <https://orcid.org/0000-0003-3124-2814>

### References

- Arnaud, K. A. 1996, in ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), 17
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558, A33
- Atri, P., Miller-Jones, J. C. A., Bahramian, A., et al. 2020, *MNRAS*, 493, L81
- Briggs, D. S. 1995, *BAAS*, 27, 1444
- Bright, J., Motta, S., Fender, R., Perrott, Y., & Titterton, D. 2018, *ATel*, 11827, 1
- Bright, J., Motta, S., Williams, D., et al. 2019, *ATel*, 13041, 1
- Bright, J. S., Fender, R. P., Motta, S. E., et al. 2020, *NatAs*, in press
- Camilo, F., Scholz, P., Serylak, M., et al. 2018, *ApJ*, 856, 180
- Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, *ApJ*, 617, 1272
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2002, *Sci*, 298, 196
- Corbel, S., Kaaret, P., Fender, R. P., et al. 2005, *ApJ*, 632, 504
- Davis, J. E., Bautz, M. W., Dewey, D., et al. 2012, *Proc. SPIE*, 8443, 84431A
- Denisenko, D. 2018, *ATel*, 11400, 1
- Fender, R., Woudt, P. A., Armstrong, R., et al. 2017, *arXiv:1711.04132*
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, *MNRAS*, 355, 1105
- Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., et al. 1999, *MNRAS*, 304, 865
- Freeman, P., Doe, S., & Siemiginowska, A. 2001, *Proc. SPIE*, 4477, 76
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E., et al. 2006, *Proc. SPIE*, 6270, 62701V
- Hao, J. F., & Zhang, S. N. 2009, *ApJ*, 702, 1648
- Heinz, S. 2002, *A&A*, 388, L40
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Homan, J., Bright, J., Motta, S. E., et al. 2020, *ApJL*, 891, L29
- Jonas, J. & MeerKAT Team 2016, *POS*, 277, 1
- Kaaret, P., Corbel, S., Tomsick, J. A., et al. 2003, *ApJ*, 582, 945
- Kawamuro, T., Negoro, H., Yoneyama, T., et al. 2018, *ATel*, 11399, 1
- Kochanek, C. S., Shappee, B. J., Stanek, K. Z., et al. 2017, *PASP*, 129, 104502
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics* (3rd ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Matsuoka, M., Kawasaki, K., Ueno, S., et al. 2009, *PASJ*, 61, 999
- Mauch, T., Cotton, W. D., Condon, J. J., et al. 2020, *ApJ*, 888, 61
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in ASP Conf. Ser. 376, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell (San Francisco, CA: ASP), 127
- Migliori, G., Corbel, S., Tomsick, J. A., et al. 2017, *MNRAS*, 472, 141
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Natur*, 371, 46
- Perley, R. A., Chandler, C. J., Butler, B. J., & Wrobel, J. M. 2011, *ApJL*, 739, L1

- Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., Günther, H. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 123
- Robitaille, T., & Bressert, E. 2012, *APLpy: Astronomical Plotting Library in Python*, version 1.0, Astrophysics Source Code Library, ascl:1208.017
- Shappee, B. J., Prieto, J. L., Grupe, D., et al. 2014, *ApJ*, 788, 48
- Shidatsu, M., Nakahira, S., Murata, K. L., et al. 2019, *ApJ*, 874, 183
- Steiner, J. F., & McClintock, J. E. 2012, *ApJ*, 745, 136
- Tomsick, J. A., Corbel, S., Fender, R., et al. 2003, *ApJ*, 582, 933
- Torres, M. A. P., Casares, J., Jiménez-Ibarra, F., et al. 2019, *ApJL*, 882, L21
- Townsley, L. K., Broos, P. S., Garmire, G. P., & Nousek, J. A. 2000, *ApJL*, 534, L139
- Tucker, M. A., Shappee, B. J., Holoien, T. W. S., et al. 2018, *ApJL*, 867, L9
- van der Laan, H. 1966, *Natur*, 211, 1131
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2003, *ApJ*, 592, 347
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, 542, 914



# MeerKAT radio detection of MAXI J1803-298

ATel #14607 (Espinasse *et al.*, 2021); Mathilde Espinasse, Francesco Carotenuto (Univ. Paris & CEA Saclay), Evangelia Tremou (Obs. Paris), Stephane Corbel (Univ. Paris & CEA Saclay), Rob Fender (Oxford, UCT), Patrick Woudt (UCT), James Miller-Jones (ICRAR/Curtin), on behalf of the ThunderKAT collaboration  
on 6 May 2021 ; 14 :03 UT  
Credential Certification : Evangelia Tremou (evangelia.tremou@obspm.fr)

Subjects : Radio, Binary, Black Hole, Transient

Referred to by ATel # : 14627, 14629, 14630, 14706, 14994

Following the discovery and follow-up of the new X-ray transient MAXI J1803-298 (ATels #14587, #14588, #14591, #14594, #14597, #14598, #14601, #14602), we report on observations conducted by the MeerKAT radio telescope as part of the ThunderKAT Large Survey Project (Fender *et al.* 2017).

MAXI J1803-298 was observed for 15 minutes on-target on May 4th (MJD 59338.9) at a central frequency of 1.284 GHz (L band) with a total bandwidth of 860MHz. We detect the radio counterpart to the source, with preliminary flux density of  $4.11 \pm 0.07$  mJy, and the preliminary position is in accordance with the UVOT position from ATel #14591 :

RA(J2000) = 18 :03 :02.81  $\pm$  0.07 s

DEC(J2000) = -29 :49 :48.46  $\pm$  0.96''

The uncertainties provided are the statistical error from the fit for the flux density and 10% of the synthesized beam for the position. As MAXI J1803-298 is in the hard state (ATel #14602), this level of emission is likely originating from self-absorbed compact jets.

ThunderKAT will run for 5 years and targets X-ray binaries, cataclysmic variables, supernovae and gamma-ray bursts. As part of this programme we perform weekly monitoring observation of all bright, active, southern hemisphere X-ray binaries in the radio band. For further information on this programme please contact Rob Fender and/or Patrick Woudt.

We thank the staff at the South African Radio Astronomy Observatory (SARAO) for scheduling and carrying out these observations. The MeerKAT telescope is operated by the SARAO, which is a facility of the National Research Foundation, an agency of the Department of Science and Innovation.



## Observations of the Disk/Jet Coupling of MAXI J1820+070 during Its Descent to Quiescence

A. W. Shaw<sup>1</sup>, R. M. Plotkin<sup>1</sup>, J. C. A. Miller-Jones<sup>2</sup>, J. Homan<sup>3,4</sup>, E. Gallo<sup>5</sup>, D. M. Russell<sup>6</sup>, J. A. Tomsick<sup>7</sup>, P. Kaaret<sup>8</sup>, S. Corbel<sup>9,10</sup>, M. Espinasse<sup>9</sup>, and J. Bright<sup>11</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics, University of Nevada, Reno, NV 89557, USA; [aarans@unr.edu](mailto:aarans@unr.edu)

<sup>2</sup> International Centre for Radio Astronomy Research, Curtin University, GPO Box U1987, Perth, WA 6845, Australia

<sup>3</sup> Eureka Scientific, Inc., 2452 Delmer Street, Oakland, CA 94602, USA

<sup>4</sup> SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, NL-3584 CA Utrecht, The Netherlands

<sup>5</sup> Department of Astronomy, University of Michigan, 1085 S University, Ann Arbor, MI 48109, USA

<sup>6</sup> Center for Astro, Particle and Planetary Physics, New York University Abu Dhabi, P.O. Box 129188, Abu Dhabi, UAE

<sup>7</sup> Space Sciences Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

<sup>8</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Iowa City, IA 52242, USA

<sup>9</sup> AIM, CEA, CNRS, Université de Paris, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>10</sup> Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, F-18330 Nançay, France

<sup>11</sup> Astrophysics, Department of Physics, University of Oxford, Keble Road, Oxford, OX1 3RH, UK

Received 2020 September 8; revised 2020 December 4; accepted 2020 December 7; published 2021 January 25

### Abstract

Black hole X-ray binaries in the quiescent state (Eddington ratios typically  $\lesssim 10^{-5}$ ) display softer X-ray spectra (photon indices  $\Gamma \sim 2$ ) compared to higher-luminosity black hole X-ray binaries in the hard state ( $\Gamma \sim 1.7$ ). However, the cause of this softening and its implications for the underlying accretion flow are still uncertain. Here, we present quasi-simultaneous X-ray and radio spectral monitoring of the black hole X-ray binary MAXI J1820+070 during the decay of its 2018 outburst and of a subsequent reflare in 2019, providing an opportunity to monitor a black hole X-ray binary as it actively transitions into quiescence. We probe 1–10 keV X-ray luminosities as low as  $L_X \sim 4 \times 10^{32}$  erg s<sup>-1</sup>, equivalent to Eddington fractions of  $\sim 4 \times 10^{-7}$ . During its decay toward quiescence, the X-ray spectrum of MAXI J1820+070 softens from  $\Gamma \sim 1.7$  to  $\Gamma \sim 2$ , with the softening taking  $\sim 30$  days and completing at  $L_X \approx 10^{34}$  erg s<sup>-1</sup> ( $\approx 10^{-5} L_{\text{Edd}}$ ). While the X-ray spectrum softens, the radio spectrum generally remains flat or inverted throughout the decay. We also find that MAXI J1820+070 follows a radio ( $L_R$ )–X-ray luminosity correlation of the form  $L_R \propto L_X^{0.52 \pm 0.07}$ , making it the fourth black hole system to follow the so-called “standard track” unbroken over several (in this case, four) decades in  $L_X$ . Comparing the radio/X-ray spectral evolution(s) with the  $L_R$ – $L_X$  plane, we find that the X-ray softening is consistent with X-rays produced by Comptonization processes in a radiatively inefficient accretion flow. We generally disfavor X-ray emission originating solely from within the jet, with the possible exception of X-rays produced via synchrotron self-Compton processes.

*Unified Astronomy Thesaurus concepts:* Black holes (162); Accretion (14); Low-mass x-ray binary stars (939); X-ray transient sources (1852)

### 1. Introduction

Black hole low-mass X-ray binaries (BH-LMXBs) are binary systems containing a black hole (BH) accreting matter from a low-mass ( $\lesssim 1-2M_\odot$ ) stellar companion. Most BH-LMXBs are transients, spending long periods of time in a quiescent state, exhibiting very low accretion rates, followed by bright outbursts during which the source luminosity increases by several orders of magnitude (see, e.g., Remillard & McClintock 2006; Tetarenko et al. 2016) across the majority of the electromagnetic spectrum. During these outbursts, BH-LMXBs typically transition through a series of “accretion states,” often spending several months in a soft X-ray spectral state characterized by disk-dominated soft X-ray spectra and little to no detectable radio emission. A transition to a hard X-ray state is marked with the emergence of persistent compact radio emission with a flat or inverted spectrum often extending to the infrared regime (e.g., Fender 2001; Corbel & Fender 2002; Russell et al. 2013), interpreted as emission from a partially self-absorbed synchrotron jet. The compact jet may become increasingly important as BH-LMXBs fade to lower luminosities, where the jet’s mechanical power might account for a substantial fraction of the total accretion power (Fender et al. 2001, 2003). BH-LMXBs in the hard state exhibit X-ray spectra

consistent with inverse-Compton scattering of photons off hot electrons, manifesting as a hard power law with a high-energy cutoff (see, e.g., Remillard & McClintock 2006; Done et al. 2007; Belloni 2010, for reviews of accretion states).

In the quiescent state, BH-LMXBs are observed to have softer X-ray spectra compared to the hard state (e.g., Tomsick et al. 2001; Kong et al. 2002; Tomsick et al. 2004; Corbel et al. 2006; Reynolds et al. 2014), with the spectral softening probably occurring at X-ray luminosity  $L_X \lesssim 10^{-4} L_{\text{Edd}}$  and typically completing by  $L_X \sim 10^{-5} L_{\text{Edd}}$ , where  $L_{\text{Edd}}$  is the Eddington luminosity, at which point the spectral shape remains constant as the luminosity continues to decrease (Sobolewska et al. 2011; Plotkin et al. 2013, 2017b). However, the cause of the softening remains unknown, as observations with the sensitivities required to accurately measure the spectrum of BH-LMXBs as they approach quiescent luminosities are rare.

At the lowest luminosities, it is generally accepted that most (but not necessarily all) of the X-ray emission is produced by a radiatively inefficient mechanism, for both accretion flow and jet-related origins (e.g., Blandford & Begelman 1999; Markoff et al. 2003, 2005; Narayan & McClintock 2008; Yuan & Narayan 2014). There are a number of varieties of radiatively inefficient accretion

flow (RIAF) models, which generally predict that, as luminosity decreases, there will be a gradual increase of the X-ray power-law photon index ( $\Gamma$ ). The softening is generally due either to a lower optical depth to inverse-Compton scattering or to a lower average energy change per inverse-Compton scatter (Esin et al. 1997).

Thus, in the context of an RIAF, as a BH-LMXB fades from the hard state into quiescence, there should be fewer hard X-rays emitted (see also Veledina et al. 2011).<sup>12</sup>

On the other hand, it is also possible for synchrotron or synchrotron self-Compton (SSC) emission from a jet to contribute to the X-ray emission (e.g., Markoff et al. 2005; Yuan & Cui 2005; Corbel et al. 2008; Plotkin et al. 2012), and there are several scenarios where jetted X-ray emission could explain the X-ray softening between the hard state and quiescence. If X-rays are produced by optically thin synchrotron radiation from nonthermal particles, then from most diffusive shock acceleration scenarios (e.g., Jones & Ellison 1991) one would expect X-ray photon indices of  $\Gamma \approx 1.5\text{--}1.7$  in the hard state. Then, the X-ray softening in quiescence could be explained by increased radiative losses, since a synchrotron-cooled jet would produce a steeper X-ray spectrum (Heinz 2004). Alternatively, if radiative losses are never significant, then less efficient particle acceleration could be invoked (i.e., the synchrotron-emitting particle distribution steepens with decreasing luminosity) or SSC processes from particles accelerated along the jet or thermal particles in the base of the jet. In the SSC case, a spectral softening could occur if a softer spectrum of seed photons is upscattered into the X-ray wave band (see, e.g., Corbel et al. 2008; Plotkin et al. 2015, 2017b; Connors et al. 2017, for discussions on particle acceleration and SSC).

Although models that suggest jet emission may contribute some level of X-ray emission have shown promise (e.g., Markoff et al. 2001, 2003; Plotkin et al. 2015; Connors et al. 2017), this is still a matter of debate (e.g., Zdziarski et al. 2003; Maccarone 2005; Malzac et al. 2009). Progress in clarifying the dominant mechanism driving the softening has largely been hampered by a lack of sufficient observations while the X-ray spectrum is actively softening. Part of the reason is that the timing of such observations is difficult. Also, the low-luminosity nature of BH-LMXBs during the transition to quiescence prevents precise measures of the X-ray spectral shape for all but the closest BH-LMXBs with low line-of-sight absorption. Furthermore, from X-ray observations alone, it is extremely challenging to differentiate between the scenarios described above.

One can make meaningful progress, however, by performing high signal-to-noise ratio X-ray spectral monitoring in coordination with radio observations. As hard-state BH-LMXBs transition toward quiescence, they trace out distinct paths through the  $L_R$ - $L_X$  plane, where  $L_R$  is the radio luminosity (e.g., Corbel et al. 2013; Gallo et al. 2014, 2018). The presence of correlated radio and X-ray emission suggests a link between the innermost regions of the accretion flow/jet (probed by X-rays) and the outer regions of the jet (probed by radio observations). So far, three BH-LMXBs have been seen to follow a similar nonlinear correlation of the form  $L_R \propto L_X^{0.5-0.7}$  (Gallo et al. 2014), which is often referred to as the “standard track.” In addition, the only three highly sub-Eddington ( $L_X \sim 10^{-3.5} L_{\text{Edd}}$ ) BH systems with meaningful radio constraints lie on the extrapolation of the standard track (Gallo et al. 2006, 2014; Corbel et al. 2013; Dzib et al. 2015; Ribó et al. 2017;

Tremou et al. 2020). However, a large population of hard-state BH-LMXBs that are “radio faint” compared to the standard track also exists (see, e.g., Corbel et al. 2004; Xue & Cui 2007; Gallo et al. 2012). Under certain assumptions, the slope of the  $L_R$ - $L_X$  correlation can be used to place constraints on the emission mechanisms at work (see also Markoff et al. 2003; Heinz & Sunyaev 2003), such that combining X-ray (spectroscopy) with radio monitoring has the potential to break model degeneracies (see, e.g., high-cadence radio/X-ray monitoring of the 2015 decay of V404 Cygni; Plotkin et al. 2017b).

In this work, we present radio and X-ray observations of the BH-LMXB MAXI J1820+070 during the decay of its initial outburst in 2018 and of one of the subsequent reflares that occurred in 2019. In Section 2 we introduce the source, before detailing our observations and data reduction in Section 3. We present and discuss our results in Section 4 and summarize in Section 5. Throughout this work, we adopt a distance of  $d = 2.96 \pm 0.33$  kpc, as determined from trigonometric parallax in the radio wave band by Atri et al. (2020) using very long baseline interferometry.

## 2. MAXI J1820+070

MAXI J1820+070 (also known as ASASSN-18ey; Tucker et al. 2018) was discovered as an optical transient in 2018 March by the All-Sky Automated Survey for SuperNovae (ASAS-SN; see Shappee et al. 2014; Kochanek et al. 2017). Six days after the initial optical detection, the Monitor of All-Sky X-ray Image (MAXI; Matsuoka et al. 2009) reported a bright X-ray transient associated with the optical source (Denisenko 2018; Kawamuro et al. 2018). Follow-up observations were performed across the electromagnetic spectrum (e.g., Baglio et al. 2018; Bright et al. 2018; Uttley et al. 2018) and hinted at a potential BH-LMXB nature for the source. The compact object was dynamically confirmed as a  $>5.18 \pm 0.15 M_\odot$  BH by Torres et al. (2019), later refined to  $M_{\text{BH}} = 8.48^{+0.79}_{-0.72} M_\odot$  (Torres et al. 2020).<sup>13</sup> The binary orbital period,  $P_{\text{orb}}$ , of MAXI J1820+070 is 16.5 hr (Torres et al. 2019).

The initial outburst lasted for almost a year<sup>14</sup> and approached quiescence in 2019 February (Russell et al. 2019). However, the source underwent two reflares (see Zhang et al. 2019 for the classification scheme of BH-LMXB rebrightening episodes), which lasted  $\sim 2$  months each, in 2019 March (Ulowetz et al. 2019) and August (Hamsch et al. 2019), as well as a third, shorter reflare in 2020 February (Adachi et al. 2020).

The brightness of MAXI J1820+070 ( $L_X \sim 0.15 L_{\text{Edd}}$  at peak; Atri et al. 2020) during its outburst has made it an exciting candidate for studies of accretion and outflow in BH-LMXBs. For example, “reverberation lags,” lags between the corona and the irradiated accretion disk, showed, for the first time, evidence for a contracting corona in a BH-LMXB (Kara et al. 2019). During the hard-to-soft state transition of the main outburst, MAXI J1820+070 launched long-lived bipolar radio and X-ray ejecta that imply jet powers far larger than inferred from radio flares during the soft-state transition (Bright et al. 2020; Homan et al. 2020; Espinasse et al. 2020). Finally, observations of MAXI J1820+070 during the soft state revealed an excess emission component in the X-ray spectrum,

<sup>12</sup> Note that, at the very lowest accretion rates, one expects the X-ray spectrum to be dominated by bremsstrahlung radiation in most RIAF models (e.g., Yuan & Narayan 2014).

<sup>13</sup> Assuming the binary inclination is equivalent to the inclination of the radio jet ( $63^\circ \pm 3^\circ$ ; Atri et al. 2020).

<sup>14</sup> See the MAXI light curve: [http://maxi.riken.jp/star\\_data/J1820+071/J1820+071\\_00055058g\\_lc\\_all.gif](http://maxi.riken.jp/star_data/J1820+071/J1820+071_00055058g_lc_all.gif).

which has been interpreted as originating in the “plunge” region, where matter begins to fall freely into the BH (Fabian et al. 2020). Contrary to many of the studies discussed above, the work we present here focuses on the source as it approaches quiescence, in an effort to constrain the emission mechanisms at work in BH-LMXBs at low luminosities.

### 3. Observations and Analysis

Observations were assembled through multiple target of opportunity (ToO) programs designed to piece together dense multiwavelength spectral monitoring of the entire hard-state decay of a transient black hole. For the beginning of the decay ( $L_X \approx 10^{-2}$  to  $10^{-4} L_{\text{Edd}}$ ), covering MJD 58397–58519, MAXI J1820+070 was monitored with the X-ray Telescope (XRT) on board the Neil Gehrels Swift Observatory (Burrows et al. 2005). In this work, we use data from a combination of guaranteed time observations (GTOs; PI Gallo) and regular ToOs, obtaining a total of 21 observations during the decay of the initial outburst, with an average cadence of  $\sim 2$  days. Each GTO Swift epoch was coordinated within  $\pm 1$  day of a radio observation taken with the Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) through program 18A-277 (PI Plotkin). We then triggered a joint Chandra/VLA proposal to monitor the source at lower luminosities (Chandra proposal ID 19400238; PI Gallo). However, we were only able to obtain a single epoch on MJD 58441 before the source became Sun-constrained (although we note that we did continue to monitor in the radio during the X-ray Sun constraint, albeit less frequently). Prior to and following the Sun constraint, MAXI J1820+070 was also observed three times through a joint Chandra/VLA program on MJD 58436 and 58518–58519 (Chandra proposal ID 19400337; PI Corbel; see Espinasse et al. 2020). Finally, after the detection of the first reflare, we triggered another joint Chandra/VLA program to observe its decay six times at low luminosities ( $L_X \lesssim 10^{-4} L_{\text{Edd}}$ ), typically every  $\sim 9$  days from MJD 58603 to 58645 (Chandra proposal ID 20400114; PI Gallo).

For completeness, we also include all Swift/XRT observations available in the archive during the decay of the first reflare (covering MJD 58563–58591), and we also include two observations with the X-ray Timing Instrument on the Neutron star Interior Composition Explorer (NICER/XTI; Gendreau et al. 2016) close to the end of the main outburst coverage. A summary of all X-ray and radio observations utilized in this work is presented in Tables A1 and A2 in the Appendix.

#### 3.1. Swift/XRT

MAXI J1820+070 was monitored regularly by Swift since its initial discovery. In this work, we use a subset of the observations spanning the date range 2018 October 6 to 2019 April 17 (MJD 58397–58590; Target ID: 10627), covering the decline of the initial outburst of the source and the decline of the first reflare. Swift/XRT operated in windowed timing (WT) mode for all of the observations we analyze in this work. All photon counting (PC) mode observations had count rates that were either too high (such that photon pileup was too great to correct for) or too low (such that not enough photons were collected to construct a spectrum with good signal-to-noise ratio).

Data were reprocessed using the `xrtpipeline` tool, part of the HEASOFT v6.26.1 software suite for analysis of

high-energy astrophysical data.<sup>15</sup> Spectral products were extracted using the `xrtproducts` tool. Source counts were extracted from a circular region 20 pixels ( $\approx 47''$ ) in radius, centered on the source. Background counts were extracted from an annulus centered on the source, with inner and outer radii 80 and 120 pixels, respectively. Response matrices were generated using version 20191017 of the calibration database (CALDB).

Individual spectra were grouped such that each spectral bin contained a minimum of 15 counts. Spectral fits were performed with XSPEC v12.10.1f (Arnaud 1996), using Cash statistics modified for background-subtracted spectra (W-statistic; Cash 1979) as the fitting statistic, which is appropriate for fitting low-count spectra while also tending to  $\chi^2$  in the high-count regime. The majority of spectra were well fit with an absorbed power-law model (`powerlaw` in XSPEC), with interstellar absorption accounted for by the `tbabs` model (Wilms et al. 2000). The first three Swift spectra (MJD 58397–58402) were statistically improved with the addition of a disk blackbody model (`diskbb`) with an inner disk temperature in the range  $kT_{\text{in}} = 0.13$ – $0.18$  keV. The presence of the disk component was confirmed by a NICER observation on MJD 58400.9. When including a `diskbb` component for spectral fits at MJD > 58402, we found the disk normalization was consistent with zero. We extracted unabsorbed 1–10 keV fluxes using the `cflux` model. Uncertainties on the best-fit X-ray parameters are all 90% confidence unless otherwise stated.

The first 10 Swift observations of our campaign (MJD < 58420) were taken primarily through our GTO program, where we compensated for the decrease in flux with time by increasing the length of each subsequent Swift/XRT exposure. In turn, we obtained a relatively steady number of X-ray counts in each spectrum. Later in the decay when MAXI J1820+070 was even fainter, all Swift exposures were relatively short, making it difficult for us to assess degeneracies between best-fit column densities ( $N_{\text{H}}$ ) and photon indices ( $\Gamma$ ). Since a primary goal of our program is to quantify changes in X-ray spectral shape, and since we do not expect  $N_{\text{H}}$  to evolve during the decay, we chose to freeze  $N_{\text{H}}$  to  $1.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  throughout our entire campaign to allow a more uniform comparison between the higher- and lower-count spectra toward the beginning and end of our campaign, respectively. This value is (a) consistent with the Galactic column in the direction of MAXI J1820+070 (HI4PI Collaboration et al. 2016) and (b) consistent with the measured values of  $N_{\text{H}}$  over the course of its outburst (see, e.g., Shidatsu et al. 2018; Kajava et al. 2019; Xu et al. 2020). In addition, during the first 10 Swift observations, where we accounted for the diminishing count rate through increased exposure times, we find a weighted-average  $N_{\text{H}} = (1.1 \pm 0.1) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  if we allow  $N_{\text{H}}$  to be free.

#### 3.2. Chandra/ACIS

We utilized Chandra observations of MAXI J1820+070 over the date range 2018 November 13 to 2019 June 11 (MJD 58435–58645), which includes observations during the decline of the initial outburst as well as the final stages of the decline of the first reflare. For all observations, the source was placed at the aim point of the S3 chip on the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS; Garmire et al. 2003). Three observations employed the High-Energy Transmission Grating (HETG; Canizares et al. 2005) as a filter in order to avoid photon pileup. Data were reduced using CIAO (Chandra Interactive Analysis

<sup>15</sup> <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/heasoft/>

of Observations) v4.11 and the Chandra CALDB v 4.8.4.1 (Fruscione et al. 2006). We reprocessed the data using the `chandra_repro` script to apply the latest calibrations and bad pixel files. Spectral products were extracted using the `specextract` script for the majority of the observations. For each of these, source counts were extracted from a circle of radius  $2''$  centered on the source, while we extracted the background from an annular region centered on the source with inner and outer radii  $9''$  and  $20''$ , respectively.<sup>16</sup> One observation (ObsID 20207) without the HETG in place suffered from extreme photon pileup, for which we were unable to effectively correct. In this case, we extracted a spectrum from the CCD readout streak that appears in bright observations such as this one.<sup>17</sup> Source counts were extracted using two box regions of size  $2'' \times 51''$  centered on each streak on either side of the piled-up point source, and background counts from two box regions of size  $22'' \times 51''$  at the same location (with the source region excluded). Spectra were extracted with the CIAO tool `dmextract`, and response files were created using `mkacisrmf` and `mkarf`. The effective exposure time of the readout streak spectrum was 296 s.

As with the Swift data, we used XSPEC to perform spectral fitting. For the shorter Chandra observations (exposure time  $t_{\text{exp}} < 10$  ks), we chose to bin the spectra such that each bin contained a minimum of one count. For the remaining, longer observations, we grouped the spectra to a minimum of 15 counts per spectral bin, as with the Swift spectral fits. All Chandra spectra were well fit with an absorbed power-law model and were not statistically improved with the addition of a `diskbb` model. Unabsorbed 1–10 keV fluxes were extracted in the same way as for the Swift data.

### 3.3. NICER

NICER observed MAXI J1820+070 regularly since its initial discovery. In this work, we utilize two observations from 2018 November 19 and 21 (MJD 58441 and 58443; ObsIDs 1200120310 and 1200120312; PI Gendreau) covering the initial decline immediately after the Swift and Chandra coverage ended. Both observations were recalibrated with the `nicer12` task in HEASOFT v6.26.1, using CALDB version 20200202. Spectra were extracted from all active detectors, except detectors #14 and #34, which are prone to excessive noise. Background spectra were created using the “3C50\_RGv5” model provided by the NICER team. We used response files recommended for CALDB version 20200202.

We followed the same spectral fitting procedure as for the Swift data, grouping the data such that each bin contained a minimum of 25 counts and utilizing the Cash (1979) fitting statistic. Spectra were fit in the 0.5–10 keV range, and we included a multiplicative constant of 50/52 in the model to account for the excluded detectors. Both NICER spectra were well fit with an absorbed power-law model.

### 3.4. VLA

Our VLA campaign consisted of 19 observations obtained through NRAO programs 18A-277, SK0335, SJ0238, and SK0114; see Table A2. The first eight VLA observations (MJD 58398–58432) were taken in the most compact D

configuration (maximum baseline  $B_{\text{max}} = 1.03$  km), with the next five observations (MJD 58441–58517) in C configuration ( $B_{\text{max}} = 3.4$  km), and the final six observations (MJD 58603–58645; during the reflare decay) in B configuration ( $B_{\text{max}} = 11.1$  km). Observations lasted between  $\sim 30$  and 120 minutes (providing  $\sim 1$ –80 minutes on source), with longer observations generally toward the end of each decay.

All data were taken in the C-band (4–8 GHz) with 4 GHz total bandwidth ( $2 \times 2$  GHz basebands centered at 5.0 and 7.0 GHz). For every observation, we used scans on 3C 286 for bandpass calibration and to set the flux density scale (using the Perley & Butler 2017 coefficients), and we interleaved our science observations with scans on the secondary calibrator J1824+1044 to solve for time-dependent complex gain solutions. Data were reduced using the Common Astronomy Software Application v5.6 (CASA; McMullin et al. 2007), and calibrations were performed using the VLA pipeline. A small amount of additional flagging was performed manually prior to imaging the data.

The data were imaged using `tclean`, using two Taylor terms to model spectral dependences of sources within the field. We used Briggs weighting to reduce sidelobes from other sources in the field, using robust values of 0.0, 0.5, and 1.0 when the array was in D, C, and B configurations, respectively. During the first nine observations, MAXI J1820+070 was  $> 1$  mJy, and we performed one to two rounds of phase-only self-calibration (down to 30–60 s solution intervals). We achieved rms noise levels ranging from  $\approx 3$  to  $\approx 50$   $\mu\text{Jy bm}^{-1}$  across our entire campaign, as measured from source-free regions of our radio images. All flux densities were measured at 6 GHz.

Long-lived ejecta that were launched by MAXI J1820+070 during its soft state transition (see Section 2) were present during our coverage of the initial decay. During our D-configuration observations, we found it challenging to resolve the core from these ejecta in the image plane, which reached distances up to  $13''$  from the compact core. We therefore measured flux densities by fitting the blended core and ejecta in the  $uv$  plane using `uvmultifit`<sup>18</sup> (Martí-Vidal et al. 2014), as described below.

For each D-configuration observation, we first produced an image in `tclean`, as described above. We then took the sky model produced by `tclean`, masked out the MAXI J1820+070 complex, and subtracted remaining “field” sources from the visibility set using the task `uvsub`. Depending on the date of observation and the time on source, we expected to detect anywhere from zero to two relativistic ejecta in each observation in addition to the compact core. We therefore ran three iterations of `uvmultifit`, requiring one, two, and three point sources. For the core, we left the radio spectral index  $\alpha$  ( $f_{\nu} \propto \nu^{\alpha}$ , where  $f_{\nu}$  is the flux density at frequency  $\nu$ ) as a free parameter, and for the relativistic ejecta we fixed the spectral index to  $\alpha = -0.7$  (Bright et al. 2020). We examined the resulting fit statistics to guide our decision on the best fit (i.e., the one-, two-, or three-component model); we also examined residual images after subtracting each model (i.e., we used `uvsub` to subtract each model from the visibility set and then created “dirty images” using `tclean`). The peak flux densities and spectral indices of only the core (from our preferred model) are reported in Table A2. Uncertainties incorporate both rms

<sup>16</sup> We note that the background region did not include the X-ray jets presented by Espinasse et al. (2020).

<sup>17</sup> <https://cxc.cfa.harvard.edu/ciao/threads/streakextract/>

<sup>18</sup> <https://github.com/onsala-space-observatory/UVMultiFit>

noise and errors related to the fitting process. Flux densities (and positions) for the relativistic ejecta were reported in Bright et al. (2020).

When the VLA was in its C configuration, we could resolve the compact core from the ejecta in the image plane. We generally found for these observations, when the core was fainter, that flux density measurements appeared more reliable in the image plane compared to the  $uv$  plane. We therefore measured the peak flux density of the compact core using the task `imfit` for our C-configuration observations, but using a model that required one, two, or three point-source components. As above, we examined residual images with each model subtracted to decide on the number of required components. The flux densities reported in Table A2 (for our C-configuration observations) are the peak flux densities reported by `imfit` only for the core. All of our B-configuration observations are during the reflare decay, by which time radio emission from the relativistic ejecta had completely faded.

For the C- and B-configuration observations, we measured radio spectral indices by splitting our bandwidth into  $4 \times 1$  GHz basebands centered at 4.5, 5.5, 6.5, and 7.5 GHz. We then imaged each baseband separately and measured the flux density of the core in `imfit` (using multicomponent models in C configuration, as described above). The spectral index was then measured by performing a least-squares fit, with the uncertainty on  $\alpha$  estimated by Monte Carlo simulations that randomized (and refit) each spectrum (see Plotkin et al. 2017b). Note that for the D-configuration observations, the spectral index was fit as a free parameter when running `uvmultifit`. Throughout the text, we adopt radio luminosities at 5 GHz as calculated from the measured radio flux density (at 6 GHz), the radio spectral index, and the source distance.

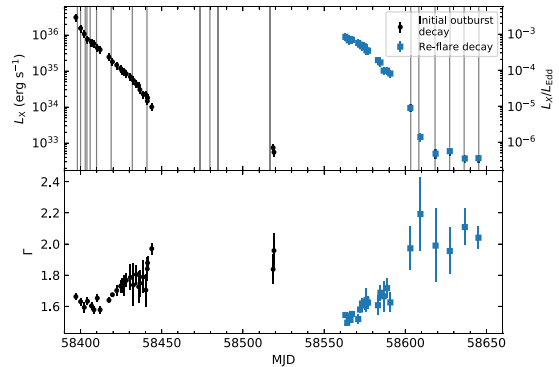
## 4. Results and Discussion

### 4.1. X-Ray Luminosity and Spectral Evolution

The X-ray light curve of MAXI J1820+070 is shown in the upper panel of Figure 1, highlighting the end of the initial outburst and the decay of the first reflare in 2019 March. We incorporate the uncertainty on the distance into our luminosity calculation. The decline of both the initial outburst and the first reflare cover a similar dynamic range in Figure 1, with each covering  $\sim 3$  orders of magnitude in  $L_X$ . It is unclear if MAXI J1820+070 reached its minimum quiescent  $L_X$  between the end of the initial outburst and the onset of the first reflare, because X-ray observations of the source at an  $L_X$  lower than that measured by our final Chandra epoch do not exist at the time of writing. However, considering the  $P_{\text{orb}}$  of MAXI J1820+070, we suspect that it may eventually settle to an  $L_X$  up to 1–2 orders magnitude lower than the minimum observed during our campaign (see, e.g., Figure 4 of Reynolds & Miller 2011).

The lower panel of Figure 1 shows the evolution of the X-ray spectrum, parameterized by the photon index  $\Gamma$ . The hard X-ray spectrum ( $\Gamma \lesssim 1.7$ ), coupled with the presence of a compact jet, indicates that MAXI J1820+070 had transitioned to the hard state by the time we commenced our  $L_R$ – $L_X$  monitoring program. This is confirmed by the detection of significant variability (fractional rms  $\gtrsim 35\%$ ) and quasi-periodic oscillations in the Swift and NICER light curves (Stiele & Kong 2020), typical of BH-LMXBs in the hard state.

We see a mild hardening of the X-ray spectrum of MAXI J1820+070 for the first  $\approx 15$  days of our program, with  $\Gamma$

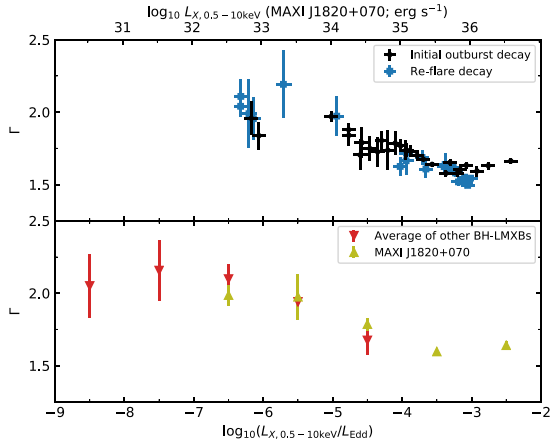


**Figure 1.** Upper panel: 1–10 keV X-ray light curve of MAXI J1820+070. The gray vertical lines represent the epochs of the VLA observations. Luminosities were calculated by adopting the distance  $d = 2.96 \pm 0.33$  kpc as measured by Atri et al. (2020). For the Eddington ratios labeled on the right y-axis,  $L_{\text{Edd}}$  is calculated assuming the mass of the BH  $M_{\text{BH}} = 8.48 M_{\odot}$  as derived by Torres et al. (2020). Plotted  $L_X$  is unabsorbed. Lower panel: best-fit value of the power-law index ( $\Gamma$ ) for each observation. In both panels, black, circular points represent observations of the decay of the initial outburst, and blue, square points represent observations taken during the decay of the first reflare.

evolving from  $\approx 1.7$  to 1.6 (reaching its hardest values as the source declined from  $L_X \approx 10^{36.5}$  to  $10^{35.6}$  erg s $^{-1}$ , equivalent to  $\approx 10^{-2.5}$  to  $10^{-3.4} L_{\text{Edd}}$ ). During the first three observations (MJD 58397–58402), we detect a cool, thin disk ( $kT = 0.13$ – $0.18$  keV) in the hard state that slowly fades and is not detectable at later epochs with lower-count spectra ( $L_X \lesssim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ ). An accretion disk component is not uncommon in the spectra of BH-LMXBs in the canonical hard state, particularly at these modest Eddington ratios (e.g., Miller et al. 2006; Reis et al. 2010; Reynolds & Miller 2013). During the decline of the second reflare of MAXI J1820+070, Xu et al. (2020) found strong evidence for a truncated disk at  $L_X \approx 10^{-2.6} L_{\text{Edd}}$ , similar to the luminosity at which we require a disk component in the spectra during the decline of the main outburst.

At lower X-ray luminosities during the initial decay, we observe  $\Gamma$  evolve from  $\sim 1.6$  to 2.0. The initial hardening and then softening of  $\Gamma$  with decreasing X-ray luminosity is a well-known trend (one suggestion is that it is driven by a change in the source of seed photons for inverse Comptonization; see, e.g., Sobolewska et al. 2011; Kajava et al. 2016). Based on two Chandra observations taken on MJD 58519, the X-ray spectrum did not appear to continue to soften indefinitely. Unfortunately, we cannot empirically confirm this statement, since we lack X-ray coverage for MJDs 58444–58519 because the source was too close to the Sun for X-ray observations. Nevertheless, even though we cannot determine exactly when the X-ray spectrum “saturated” to its maximum  $\Gamma$  during the initial decay, we can place a limit that  $\Gamma$  saturated on or after MJD 58444, when  $L_X \approx 10^{34}$  erg s $^{-1}$  ( $\approx 10^{-5} L_{\text{Edd}}$ ).

Our coverage of the decay of the reflare started 1–2 days after its peak, in contrast with the observations of the decline of the initial outburst, which we commenced  $\sim 200$  days postpeak, after the source had undergone state transitions. During the decay of the reflare, we only observed the stage of the decay when  $\Gamma$  increases. Here, it is more apparent that once  $\Gamma \approx 2$  was reached, the X-ray spectrum plateaued to that value, which occurred sometime between the last Swift observation and the first Chandra observation during the reflare ( $58591 < \text{MJD} < 58603$ ,



**Figure 2.** X-ray spectral evolution of MAXI J1820+070 as a function of Eddington fraction. Upper panel: unbinned data from Figure 1, with the same legend. Lower panel: the same data, in Eddington fraction bins of width 1 dex (yellow triangles), plotted alongside the photon indices of 10 BH-LMXBs collected by Plotkin et al. (2013), with additional data from V404 Cygni included since its 2015 outburst (Plotkin et al. 2017b), again in Eddington fraction bins of 1 dex (red inverted triangles). Plotted luminosities for all sources are in the 0.5–10 keV energy band.

$10^{-4} \gtrsim L_X/L_{\text{Edd}} \gtrsim 10^{-5}$ ). The X-ray spectrum then remains soft ( $\Gamma \approx 2$ ) over  $>1.5$  decades in X-ray luminosity ( $10^{-5} \gtrsim L_X/L_{\text{Edd}} \gtrsim 10^{-6.4}$ ).

#### 4.1.1. Comparisons to Other Quiescent Sources

In Figure 2 we show  $\Gamma$  as a function of Eddington fraction for both the initial decay and reflare. This figure demonstrates the softening of the X-ray spectrum (i.e., increasing  $\Gamma$ ) as X-ray luminosity decreases, with  $\Gamma$  eventually “saturating” to  $\approx 2$  at  $L_X \approx 10^{-5} L_{\text{Edd}}$ . The bottom panel of Figure 2 shows the X-ray spectrum binned by X-ray luminosity, to ease comparisons to the ensemble average of other BH-LMXBs in the Chandra archive from Plotkin et al. (2013), combined with additional data from V404 Cygni (Plotkin et al. 2017b).<sup>19</sup> Among all of the quiescent BH-LMXBs in the Chandra archive, the only individual source (besides MAXI J1820+070) where the X-ray softening has been tracked through the “plateau” stage is V404 Cygni (during its 2015 outburst decay; Plotkin et al. 2017b).<sup>20</sup> For V404 Cygni, the softening proceeded quickly (on a timescale of  $<3$  days) and saturated at a slightly lower luminosity  $L_X \approx 10^{-3.5} - 10^{-5.6} L_{\text{Edd}}$ .

Comparing MAXI J1820+070, V404 Cygni, and the ensemble of other quiescent BH-LMXBs, we are starting to uncover potential variations in the X-ray softening between different sources. The general qualitative trend—that the softening completes below  $\approx 10^{-5} L_{\text{Edd}}$  and then plateaus—holds. However, the softening appears to occur gradually in MAXI J1820+070, at least according to the initial decay where  $\Gamma$  increased over  $\sim 30$  days (we do not have sufficient coverage during the reflare decay; see Figure 1). Conversely, the active X-ray softening of V404 Cygni was much

<sup>19</sup> It is also for this ease of comparison that we utilize 0.5–10 keV luminosities of MAXI J1820+070 in this figure instead of the 1–10 keV luminosities quoted throughout this work.

<sup>20</sup> Though the *intermediate*-mass X-ray binary 4U 1543–47 has good coverage of the plateau phase with the Rossi X-ray Timing Explorer (Kalemci et al. 2005).

more rapid, occurring over  $<3$  days (Plotkin et al. 2017b). Considering the strong relation between  $L_X$  and  $\Gamma$ , this softening timescale can be considered to be a proxy for the timescale of the luminosity decay.

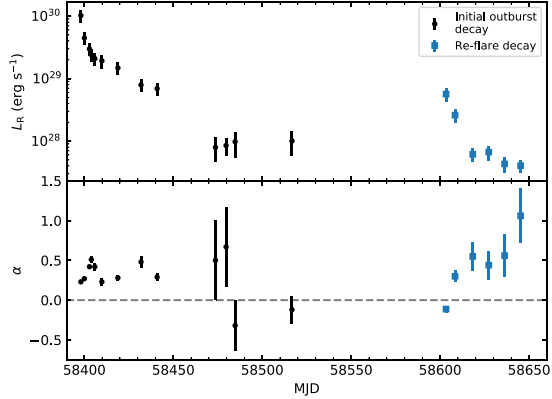
Besides MAXI J1820+070 and V404 Cygni, we identify one other source in the literature with comparable coverage of the X-ray softening and plateau of  $\Gamma$ : 4U 1543–47, which softened from  $\Gamma \approx 1.6$  to 2.0 over  $\sim 5$  days and then plateaued during the decay of its 2002 outburst (Kalemci et al. 2005). Another BH-LMXB, Swift J1357.2–0933, also has excellent spectral constraints of the X-ray softening during its 2011 and 2017 decays, which took  $\sim 90$  days (Armas Padilla et al. 2013; Beri et al. 2019), but became too faint to obtain useful constraints during the plateau stage. Considering the ensemble of these four systems, BH transitions into quiescence appear to fall into categories with gradual softenings (i.e., MAXI J1820+070 and Swift J1357.2–0933) and fast softenings (i.e., V404 Cygni and 4U 1543–47). One might be tempted to link the softening timescale to the  $P_{\text{orb}}$  of the system (and therefore the disk size for Roche Lobe overflow systems), since Swift J1357.2–0933 with the slowest softening ( $\sim 90$  days) has the shortest orbital period ( $P_{\text{orb}} = 2.8$  hr; Corral-Santana et al. 2013) and V404 Cygni with the fastest softening ( $<3$  days) has the longest orbital period ( $P_{\text{orb}} = 6.5$  days; Casares et al. 1992), with MAXI J1820+070 ( $P_{\text{orb}} = 16.5$  hr; Torres et al. 2019) and 4U 1543–47 ( $P_{\text{orb}} = 1.1$  days; Orosz et al. 1998) falling in between. Nevertheless, the apparent differences in the softening timescales between these four systems further highlight the need for improved X-ray spectral coverage during decays of systems spanning a wide range of properties like  $P_{\text{orb}}$ , inclination, and donor mass, in order to attach a physical scenario to the timescale of the transition into quiescence.

#### 4.2. Radio Luminosity and Spectral Evolution

In the upper panel of Figure 3, we show the 5 GHz radio light curve of the compact core of MAXI J1820+070, and we show the time evolution of the radio spectral index  $\alpha$  in the lower panel. The radio spectrum is inverted in nearly all of our observations (typically  $\alpha > 0.2$ ; the weighted-average spectral index is  $\bar{\alpha} = 0.24 \pm 0.06$ , where the quoted uncertainty represents the standard deviation about the weighted average).

We see some variations in  $\alpha$  with time. To investigate a potential correlation between  $\log_{10} L_R$  and  $\alpha$ , we calculate the Spearman correlation coefficient,  $\rho$ , and incorporate the uncertainties on the input parameters by simulating 10,000 data sets based on the original sample, allowing  $L_R$  and  $\alpha$  to vary within their error bars according to a (log)normal distribution. We find  $\rho = -0.2 \pm 0.2$ , where this value represents the median of the 10,000 values of  $\rho$  calculated from the simulated data, and the  $1\sigma$  uncertainties are calculated as the 16th and 84th percentiles. The value of  $\rho$  is consistent with no correlation between  $\alpha$  and  $\log_{10} L_R$ . To test the significance, we adopt a Monte Carlo method by randomly shuffling the data, creating 10,000 new  $\log_{10} L_R$ ,  $\alpha$  pairs and calculating  $\rho$  each time. We find that 17% of the time we measure an anticorrelation that is as strong as, or stronger than,  $\rho = -0.2$ , implying that our measured value of  $\rho$  is not significant.

Perhaps the most interesting variation in  $\alpha$  occurs on MJD 58603, where  $\alpha$  veers slightly negative ( $\alpha = -0.11 \pm 0.04$ ), and possibly also on MJDs 58485 and 58517 (at much lower statistical significance). Such negative deviations, however, are

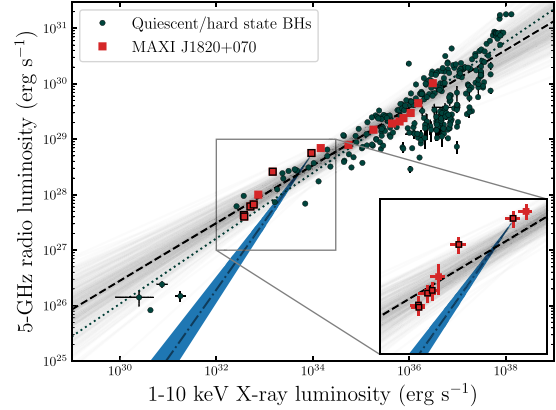


**Figure 3.** Upper panel: 5 GHz radio light curve of MAXI J1820+070. Luminosities were calculated by adopting the distance  $d = 2.96 \pm 0.33$  kpc as measured by Atri et al. (2020). Lower panel: best-fit value of the radio spectral index ( $\alpha$ ) for each observation. The horizontal dashed line represents a value of  $\alpha = 0$ , that is, a flat spectrum. In both panels, black, circular points represent observations of the decay of the initial outburst, and blue, square points represent observations taken during the decay of the first reflare.

not exceptional and do not approach becoming optically thin (where typically  $\alpha \approx -0.7$ ), and similarly, mild negative deviations in  $\alpha$  have been observed for other low-luminosity hard-state and quiescent BH-LMXBs (e.g., Rana et al. 2016; Espinasse & Fender 2018; Plotkin et al. 2019). A slightly negative value of  $\alpha$  such as the instances discussed here could perhaps indicate the jet break temporarily moving below gigahertz radio frequencies. Alternatively, we may be seeing deviations from a simple conical jet, or we may be seeing an optically thin emission region (perhaps related to a small flare) superposed over a flat/inverted radio spectrum from the compact jet.

#### 4.3. Radio–X-Ray Correlation

Figure 4 shows MAXI J1820+070 in the  $L_R$ – $L_X$  plane. The parameters  $L_R$  and  $L_X$ , along with their corresponding spectral indices, are also tabulated in Table 1. MAXI J1820+070 displays a nonlinear correlation over  $\approx 4$  decades in X-ray luminosity extending from the hard state through quiescence. To measure the slope of the correlation, we adopt the Bayesian modeling package `linmix`,<sup>21</sup> the PYTHON port of the LINMIX\_ERR IDL package (Kelly 2007), to measure the dependence of  $L_R$  on  $L_X$ . We assume a linear correlation of the form  $\ell_R = b + m\ell_X$ , where  $\ell_R$  and  $\ell_X$  are the logarithms of  $L_R$  and  $L_X$ , respectively, and  $b$  and  $m$  are the  $\ell_R$ -intercept and slope, respectively. Following Gallo et al. (2012, 2014, 2018), we include additional uncertainties of 0.3 dex on  $\ell_R$  and  $\ell_X$  to account for the lack of strict simultaneity between our radio and X-ray observations. MAXI J1820+070 follows a relation with slope  $m = 0.52 \pm 0.07$ , with an intrinsic random scatter  $\sigma_0 = 0.14_{-0.07}^{+0.10}$  dex, where the best-fit values represent the median of 10,000 draws from the posterior distributions and the  $1\sigma$  uncertainties are calculated as the 16th and 84th percentiles. The correlation slope is consistent with that derived for the larger hard-state BH population ( $m = 0.59 \pm 0.02$  from 36 BHs; Gallo et al. 2018).



**Figure 4.** MAXI J1820+070 on the radio–X-ray plane (red squares). Observations taken during the decay of the first reflare are highlighted with black boxes. Also plotted for comparison are a sample of quiescent/hard-state BH-LMXBs (dark green circles). The dashed line shows the best-fit  $L_R \propto L_X^{0.52}$  correlation to the MAXI J1820+070 data. For clarity, in the main panel we do not plot the uncertainties on the MAXI J1820+070 luminosities, but they are taken into account during the fitting process. The gray solid lines show some samples from the posterior distribution of best fits to the correlation. The dotted line shows the best-fit  $L_R \propto L_X^{0.59}$  correlation for a sample of 36 BHs from Gallo et al. (2018), highlighting the “standard track.” The dotted–dashed line indicates the predicted path that MAXI J1820+070 would take through the radio–X-ray plane if the observed spectral softening (which completes at  $L_X \approx 10^{34}$  erg s $^{-1}$ ) was due to a switch to synchrotron-cooled X-ray emission, with the blue shaded region representing the expected scatter about the line. We show a zoomed-in region of the lowest luminosity points in the inset, with error bars on the data. Data for the quiescent/hard-state BHs were obtained from A. Bahramian’s Radio/X-ray correlation database for X-ray binaries (Bahramian et al. 2018).

MAXI J1820+070 is only the fourth individual source for which an unbroken  $L_R$ – $L_X$  correlation has been tracked over four (or more) decades in X-ray luminosity, joining V404 Cygni ( $m = 0.54 \pm 0.03$ ; Corbel et al. 2008; Plotkin et al. 2017b), GX 339–4 ( $m = 0.62 \pm 0.01$ ; Corbel et al. 2013; see also Tremou et al. 2020), and XTE J1118+480 ( $m = 0.72 \pm 0.09$ ; Gallo et al. 2014). Note that we are aware of two other sources with  $L_R$ – $L_X$  coverage over a comparable range of luminosities, H1743–322 and Swift J1753.5–0127; however, both sources appear to follow different correlation slopes above and below  $L_X \approx 10^{34}$  erg s $^{-1}$  (Coriat et al. 2011; Plotkin et al. 2017a), such that we do not compare MAXI J1820+070 to those two sources here. MAXI J1820+070 also shows the same  $L_R$ – $L_X$  correlation over multiple decays, similar to V404 Cygni (Plotkin et al. 2017b) and GX 339–4 (Corbel et al. 2013). This suggests that the coupling between the disk and the jet is robust between outburst decays.

We can combine the slope of the  $L_R$ – $L_X$  correlation with radio spectral information to draw some conclusions about the dominant emission mechanisms at work as the source decays. If the radio luminosity is responding to changes in the mass accretion rate ( $\dot{M}$ ), then  $L_R \propto \dot{M}^{17/12 - 2/3\alpha}$  (Heinz & Sunyaev 2003; Markoff et al. 2003).<sup>22</sup> The above assumes that jets are emitting synchrotron radiation from nonthermal particles accelerated into a power-law distribution,  $dn/d\gamma \propto \gamma^{-p}$  (where  $n$  is the number density of particles,  $\gamma$  is the Lorentz factor, and  $p$  is the

<sup>21</sup> <https://linmix.readthedocs.io/en/latest/>

<sup>22</sup> Heinz & Sunyaev (2003) define  $f_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , so the formulae in this work differ by a minus sign.



**Table 1**  
Summary of Results from the Quasi-simultaneous X-Ray and Radio Observations

MJD <sub>X</sub>	$\log_{10} L_X(1-10 \text{ keV})^a$ ( $\text{erg s}^{-1}$ ) (2)	$\Gamma$ (3)	MJD <sub>R</sub>	$\log_{10} L_R(5 \text{ GHz})$ ( $\text{erg s}^{-1}$ ) (5)	$\alpha$ (6)
58397.09	36.5 ± 0.1	1.66 ± 0.02	58398.04	30.0 ± 0.1	0.23 ± 0.00
58400.01	36.2 ± 0.1	1.63 ± 0.03	58399.99	29.6 ± 0.1	0.27 ± 0.01
58402.28	36.0 ± 0.1	1.59 ± 0.04	58402.85	29.5 ± 0.1	0.42 ± 0.02
58404.26	35.9 ± 0.1	1.63 ± 0.02	58403.91	29.4 ± 0.1	0.51 ± 0.04
58406.73	35.8 ± 0.1	1.60 ± 0.02	58405.90	29.3 ± 0.1	0.42 ± 0.05
58410.30	35.6 ± 0.1	1.65 ± 0.02	58409.83	29.3 ± 0.1	0.23 ± 0.05
58419.61	35.3 ± 0.1	1.67 ± 0.01	58418.85	29.2 ± 0.1	0.28 ± 0.03
58432.55	34.7 ± 0.1	1.74 ± 0.14	58431.85	28.9 ± 0.1	0.48 ± 0.07
58441.11	34.2 ± 0.1	1.84 ± 0.07	58440.90	28.8 ± 0.1	0.29 ± 0.05
58518.61	32.9 ± 0.1	1.84 ± 0.10	58516.70	28.0 ± 0.2	-0.12 ± 0.17
58603.13	34.0 ± 0.1	1.97 ± 0.14	58603.32	28.8 ± 0.1	-0.11 ± 0.04
58609.33	33.2 ± 0.1	2.19 ± 0.23	58608.35	28.4 ± 0.1	0.30 ± 0.07
58618.67	32.7 ± 0.1	1.99 <sup>+0.24</sup> <sub>-0.23</sub>	58618.34	27.8 ± 0.1	0.55 ± 0.18
58627.42	32.8 ± 0.1	1.95 ± 0.15	58627.34	27.8 ± 0.1	0.44 ± 0.18
58636.67	32.6 ± 0.1	2.11 ± 0.12	58636.26	27.6 ± 0.1	0.56 ± 0.27
58645.08	32.6 ± 0.1	2.04 ± 0.07	58645.24	27.6 ± 0.1	1.06 ± 0.34

**Note.**<sup>a</sup> Unabsorbed.

power-law index that describes the energy distribution of the particles; following Heinz & Sunyaev 2003, we adopt  $p = 2$ . For an arbitrary X-ray emission process, we can assume  $L_X \propto \dot{M}^q$ , where  $q$  is a number that parameterizes the radiative efficiency of the X-ray process<sup>23</sup> (i.e.,  $q \neq 1$  indicates a nonthermal or inefficient mechanism). Thus, the measured slope of the  $L_R$ - $L_X$  correlation can be written as

$$m = \frac{\frac{17}{12} - \frac{2}{3}\alpha}{q}. \quad (1)$$

For  $m = 0.52 \pm 0.07$  and  $\bar{\alpha} = 0.24 \pm 0.06$  (i.e., the weighted-average radio spectral index during our campaign), we find on average during the two decays that  $q = 2.4 \pm 0.3$ . Thus, we require a radiatively inefficient source of X-ray emission.

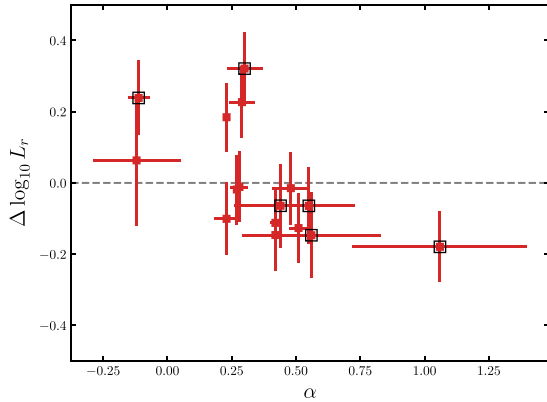
Given our empirical constraint on the radiative efficiency (through the  $q$  parameter), we can make some inferences on the most likely source of X-ray emission. Inverse Comptonization or SSC processes in an RIAF can readily produce the observed X-ray signatures. As the accretion rate drops, one expects the density of the inner region of the accretion flow to decrease. In turn, the optical depth to inverse-Compton scattering may then decrease and yield a gradual increase in  $\Gamma$  (e.g., Esin et al. 1997).

In terms of jet origins for X-ray emission, we describe below that most scenarios are unlikely, except perhaps in some instances of jet-related SSC emission, which is difficult to distinguish from SSC originating from an RIAF. As expanded upon below, different mechanisms for (jet) X-ray emission are expected to emit with different radiative efficiencies. Thus, in the following, we walk through different scenarios for jet emission, and in order for a scenario to be deemed viable, its predictions must be consistent with our observations on the average radio spectral index, with the observed evolution in  $\Gamma$ , and with the behavior in  $L_R$ - $L_X$ .

<sup>23</sup> We make the assumption that the bolometric correction is constant with changing  $\dot{M}$ .

Since we have a precise measurement of the average radio spectral index, our combined constraints on the X-ray spectral softening and  $L_R$ - $L_X$  allow us to exclude other scenarios for jet-dominated X-rays. However, the following discussion comes with the caveat that we assume that changes in radio/X-ray luminosities are driven primarily by changes in  $\dot{M}$ . If we assume that X-rays are always dominated by optically thin synchrotron radiation (again, emitted by a nonthermal electron population described by  $dn/d\gamma \propto \gamma^{-p}$ ), then the X-ray spectral softening from  $\Gamma = 1.5$  to 2 (as seen during the reflare) could be explained as optically thin synchrotron emission emanating from particles evolving to a steeper nonthermal distribution ( $p = 2\Gamma - 1$  evolving from 2 to 3). Then, according to Equation 17(c) of Heinz & Sunyaev (2003), we would expect the slope of the  $L_R$ - $L_X$  correlation to evolve from 0.7 to 0.6 in coordination with the X-ray spectrum softening from  $\Gamma = 1.5$  to 2.0 (again, adopting a radio spectral index of  $\bar{\alpha} = 0.24 \pm 0.06$ ). Therefore, if  $p$  were truly evolving to a steeper distribution, then we would expect to see the  $L_R$ - $L_X$  slope become shallower as the source decays to quiescence, an effect that does not appear to be seen in Figure 4.

From  $L_R$ - $L_X$  we can also exclude the possibility that the X-ray spectral softening is caused by a synchrotron-cooled jet dominating the X-rays. If this were the case, we would expect the transition to occur at  $L_X \approx 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  (i.e., the luminosity at which  $\Gamma$  reaches 2), at which point the radiative efficiency would be  $q_{\text{cool}} = p + 2 - \left(\frac{3}{2}\right)\Gamma$  (Heinz 2004; see also Section 4.2 of Plotkin et al. 2017b). For  $p = 2$  as expected for a distribution of synchrotron-emitting particles for which we measure  $\Gamma = 1.5$  at its hardest ( $p = 2\Gamma - 1$ ; see also, e.g., Heinz & Sunyaev 2003), the radiative efficiency would be  $q_{\text{cool}} = 1$ . Adopting the weighted-average value of  $\bar{\alpha} = 0.24 \pm 0.06$  and the weighted average of all measured values of  $\Gamma$  at luminosities  $L_X \leq 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  ( $\Gamma = 1.99 \pm 0.09$ ), we would therefore expect to see the slope of the  $L_R$ - $L_X$  correlation increase to  $m = 1.23 \pm 0.12$  at  $L_X = 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  (Yuan & Cui 2005). In Figure 4 we show that all of the lowest radio luminosity data points lie above the expected synchrotron cooling decay, so we can likely rule it out.



**Figure 5.** Logarithmic radio luminosity residuals vs. radio spectral index. We define the residuals as the difference between  $\log_{10} L_R$  and its expected (logarithmic) value according to the best-fit  $L_R-L_X$  correlation. As in Figure 4, the black boxes highlight the observations taken during the decay of the first flare.

Though we have ruled out the majority of pure jet models for the X-ray emission, we still identify a jet origin for SSC emission as a possibility. Jet SSC emission could plausibly come from either a thermal or a nonthermal particle distribution. A softening might then be expected if the Comptonized spectrum is produced by single scatterings of synchrotron-cooled seed photons (see, e.g., Corbel et al. 2008; Plotkin et al. 2017b, for discussions). However, confirming or refuting this scenario requires numerical modeling that is outside the scope of this paper. This would allow us to understand how the extra source of cooling would affect particle energies and therefore the power and spectrum of the seed synchrotron photons, as well as the average number of scatterings before inverse-Comptonized photons escape, and so on. In lieu of such modeling, for the time being we believe that an RIAF origin for the X-ray emission is the most reasonable.

#### 4.3.1. Deviations from $L_R-L_X$

We stress that our best-fit slope only describes the *average* path taken through the  $L_R-L_X$  plane, since we observe temporary deviations about our best-fit line (which our regression technique models as intrinsic scatter). Similar deviations have also been seen for GX 339–4, and they illustrate the importance of measuring  $L_R-L_X$  slopes over a wide dynamic range in luminosity (see Section 4.2.3 of Corbel et al. 2013 for a detailed discussion). In Figure 5 we plot the (logarithmic) radio luminosity residuals against  $\alpha$  and find a marginal possibility of an anticorrelation. We calculate a Spearman correlation coefficient  $\rho = -0.5 \pm 0.2$ , which we find has an  $\sim 2\%$  probability of occurring by chance in randomly shuffled data (see Section 4.2 for our methodology).

Although we do not consider this to be a statistically significant anticorrelation, it is an intriguing result that warrants further observational scrutiny (on future outburst decays). Deviations from a simple Blandford & Königl (1979) compact jet can result in changes in  $\alpha$ , which would then cause an anticorrelation between  $\alpha$  and  $m$  (e.g., according to Equation (1), if  $\alpha$  increases, then  $m$  decreases; also see Corbel et al. 2013 for a discussion on how  $\alpha$  can influence a source’s position in the  $L_R-L_X$  plane). Thus, if the anticorrelation is indeed real, it may not be unexpected, and it could be manifesting itself as the

(observed) deviations from the global  $L_R-L_X$  correlation. Unfortunately, we cannot quantify if  $\alpha$  really is the driver because we are not able to make precise-enough measurements of the slopes of individual deviations (since they cover too little dynamic range in luminosity) to directly compare changes in  $m$  to changes in  $\alpha$ . Nevertheless, Figure 5 motivates the importance of obtaining meaningful constraints on  $\alpha$  during high-cadence multiwavelength monitoring of future outburst decays.

## 5. Summary and Conclusions

We presented high-cadence, quasi-simultaneous X-ray and radio spectral monitoring of the BH-LMXB MAXI J1820+070 during the decline of its 2018 outburst and of a subsequent flare. We find that, similar to previous observations of BH-LMXBs as they approach quiescence, the X-ray spectrum softened from  $\Gamma \sim 1.7$  to  $\Gamma \sim 2$  over the course of  $\sim 30$  days, “saturating” at  $\Gamma \sim 2$  even as the luminosity continued to decrease below  $L_X \lesssim 10^{34}$  erg s $^{-1}$  ( $10^{-5} L_{\text{Edd}}$ ). During this time, the radio spectrum generally remained slightly inverted, as the source luminosity decreased, with occasional deviations to a negative slope. However, the radio spectrum never reached values indicative of optically thin synchrotron emission.

We find that MAXI J1820+070 follows a correlation in the  $L_R-L_X$  plane of the form  $L_R \propto L_X^{0.52 \pm 0.07}$ , meaning that it is the fourth BH-LMXB, after GX 339–4, XTE J1118+480, and V404 Cygni, to follow the standard track over  $\gtrsim 4$  decades in  $L_X$ . We use the slope of the  $L_R-L_X$  correlation, along with the average radio spectral index  $\bar{\alpha} = 0.24 \pm 0.06$ , to estimate the radiative efficiency parameter  $q$ . We find, on average,  $q = 2.4 \pm 0.3$  over the two decays, suggesting that the X-ray emission is produced by a radiatively inefficient mechanism. The calculated value of  $q$  allows us to rule out particle acceleration along the jet becoming less efficient as the emission process responsible for the observed X-ray softening. The fact that the  $L_R-L_X$  slope remains steady and does not steepen at  $10^{34}$  erg s $^{-1}$  also allows us to effectively exclude a synchrotron-cooled jet as the cause of the softening.

Excluding these jet origins for the X-ray emission implies that the dominant mechanism responsible for the observed softening is either Comptonization processes happening within an RIAF or possibly SSC processes from within the jet. MAXI J1820+070 is one of only two BH-LMXBs (the other being V404 Cygni) that have both good coverage in the  $L_R-L_X$  plane and a well-constrained distance (Atri et al. 2020), making this an important data set for studying BH-LMXBs during their decay to quiescence, as we have strong constraints on its luminosity. In the future, high-spectral-quality, strictly simultaneous radio and X-ray observations of other *nearby* transients (with low column density) are needed to eventually build population studies, in order to understand which details of the transition to quiescence are universal, and which details instead depend on system parameters (e.g., orbital period, donor mass) and disk/jet couplings (i.e., radio/X-ray luminosity correlation slope) that are specific to individual systems.

We thank the anonymous referee for useful comments that have helped improve the manuscript. A.W.S. would like to thank Bailey Tetarenko for useful discussions regarding the X-ray decay. A.W.S. would also like to thank Arash Bahramian for providing access to their exhaustive library of  $L_R-L_X$  data for BH-LMXBs. J.C.A.M.-J. was the recipient of an Australian Research Council Future Fellowship (FT140101082), funded by

the Australian government. P.K., E.G., and J.H. acknowledge financial support that was provided by the National Aeronautics and Space Administration through Chandra Award Nos. GO8-19033X, GO8-19027B, and GO9-20027B issued by the Chandra X-ray Center, which is operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory for and on behalf of the National Aeronautics Space Administration under contract NAS8-03060. This work made use of data supplied by the UK Swift Science Data Centre at the University of Leicester. The scientific results reported in this article are based to a significant degree on observations made by the Chandra X-ray Observatory. This research has made use of data and software provided by the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC), which is a service of the Astrophysics Science Division

at NASA/GSFC. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

*Facilities:* CXO, NICER, Swift, VLA.

*Software:* CASA (McMullin et al. 2007), CIAO (Fruscione et al. 2006), HEASoft (<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/>), LinMix (Kelly 2007, <https://linmix.readthedocs.io/en/latest/>), UVMULTIFIT (Martí-Vidal et al. 2014), XSPEC (Arnaud 1996).

### Appendix Observation Summary Tables

Tables A1 and A2 detail all X-ray and radio observations utilized in this work, including best-fit spectral measurements.

**Table A1**  
Summary of X-Ray Observations and Best-fit Spectral Measurements

Instrument	ObsID	MJD <sup>a</sup>	$t_{\text{exp}}$ (ks)	Net Count Rate <sup>b</sup> (count s <sup>-1</sup> )	$\Gamma$	$\log_{10} L_X(1-10 \text{ keV})$ (erg s <sup>-1</sup> )	$W/\text{dof}^c$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Swift/XRT-WT	00010627109	58397.09	1.0	80.52	$1.66 \pm 0.02^d$	$36.5 \pm 0.1$	654/640
Swift/XRT-WT	00010627110	58400.01	0.6	37.09	$1.63 \pm 0.03^e$	$36.2 \pm 0.1$	470/461
Swift/XRT-WT	00010627111	58402.28	0.6	24.41	$1.59 \pm 0.04^f$	$36.0 \pm 0.1$	401/383
Swift/XRT-WT	00010627112	58404.26	1.0	12.98	$1.63 \pm 0.02$	$35.9 \pm 0.1$	397/375
Swift/XRT-WT	00010627113	58406.73	0.9	13.85	$1.60 \pm 0.02$	$35.8 \pm 0.1$	433/375
Swift/XRT-WT	00010627114	58408.25	1.0	12.64	$1.58 \pm 0.02$	$35.8 \pm 0.1$	360/372
Swift/XRT-WT	00010627115	58410.30	1.3	10.21	$1.65 \pm 0.02$	$35.6 \pm 0.1$	426/381
Swift/XRT-WT	00010627116	58412.03	1.7	7.94	$1.58 \pm 0.02$	$35.6 \pm 0.1$	392/390
Swift/XRT-WT	00010627119	58417.48	6.9	4.03	$1.64 \pm 0.02$	$35.4 \pm 0.1$	470/503
Swift/XRT-WT	00010627120	58419.61	12.5	3.91	$1.67 \pm 0.01$	$35.3 \pm 0.1$	634/578
Swift/XRT-WT	00010627121	58422.27	2.0	3.41	$1.70 \pm 0.03$	$35.2 \pm 0.1$	296/271
Swift/XRT-WT	00010627122	58424.66	2.0	2.61	$1.73 \pm 0.04$	$35.1 \pm 0.1$	264/234
Swift/XRT-WT	00010627123	58425.46	1.4	2.58	$1.74 \pm 0.05$	$35.0 \pm 0.1$	163/183
Swift/XRT-WT	00010627124	58426.65	0.7	2.49	$1.74 \pm 0.07$	$35.0 \pm 0.1$	75/100
Swift/XRT-WT	00010627125	58428.17	2.2	2.12	$1.77 \pm 0.04$	$34.9 \pm 0.1$	202/222
Swift/XRT-WT	00010627126	58430.70	1.6	0.90	$1.79 \pm 0.08$	$34.8 \pm 0.1$	92/83
Swift/XRT-WT	00010627127	58432.55	0.4	1.27	$1.74 \pm 0.14$	$34.7 \pm 0.1$	29/31
Swift/XRT-WT	00010627128	58434.35	2.0	1.09	$1.80 \pm 0.06$	$34.6 \pm 0.1$	146/119
Chandra/ACIS-S	20207	58435.77	0.3 <sup>g</sup>	3.08	$1.73 \pm 0.10$	$34.6 \pm 0.1$	66/52
Swift/XRT-WT	00010627129	58436.53	1.9	0.74	$1.75 \pm 0.08$	$34.5 \pm 0.1$	95/82
Swift/XRT-WT	00010627130	58438.59	1.6	0.57	$1.79 \pm 0.10$	$34.4 \pm 0.1$	44/59
Swift/XRT-WT	00010627131	58440.19	1.7	0.53	$1.70^{+0.11}_{-0.10}$	$34.3 \pm 0.1$	60/55
Chandra/ACIS-S	20186	58441.11	8.2	0.19	$1.84 \pm 0.07$	$34.2 \pm 0.1$	416/438
NICER/XTI	1200120310	58441.26	0.5	8.42	$1.88 \pm 0.04$	$34.3 \pm 0.1$	148/128
NICER/XTI	1200120312	58443.84	1.2	5.22	$1.97 \pm 0.04$	$34.0 \pm 0.1$	198/176
Chandra/ACIS-S	20208	58518.61	19.1	0.06	$1.84 \pm 0.10$	$32.9 \pm 0.1$	48/59
Chandra/ACIS-S	22080	58519.12	19.1	0.04	$1.96 \pm 0.11$	$32.7 \pm 0.1$	37/47
Swift/XRT-WT	00010627145	58563.12	1.1	19.46	$1.54 \pm 0.02$	$36.0 \pm 0.1$	523/472
Swift/XRT-WT	00010627146	58564.25	1.0	16.78	$1.49 \pm 0.02$	$35.9 \pm 0.1$	421/444
Swift/XRT-WT	00010627147	58565.18	1.0	14.13	$1.53 \pm 0.02$	$35.9 \pm 0.1$	422/408
Swift/XRT-WT	00010627148	58566.24	2.0	16.32	$1.51 \pm 0.01$	$35.9 \pm 0.1$	550/555
Swift/XRT-WT	00010627149	58567.17	2.1	14.51	$1.55 \pm 0.02$	$35.9 \pm 0.1$	525/531
Swift/XRT-WT	00010627150	58571.03	0.6	12.29	$1.52 \pm 0.03$	$35.8 \pm 0.1$	276/298
Swift/XRT-WT	00010627151	58572.15	1.0	11.83	$1.58 \pm 0.02$	$35.7 \pm 0.1$	398/365
Swift/XRT-WT	00010627152	58573.34	0.7	11.28	$1.62 \pm 0.03$	$35.7 \pm 0.1$	286/301
Swift/XRT-WT	00010627153	58574.33	1.0	11.09	$1.62 \pm 0.03$	$35.7 \pm 0.1$	402/357
Swift/XRT-WT	00010627154	58575.14	1.0	10.21	$1.61 \pm 0.03$	$35.7 \pm 0.1$	341/336
Swift/XRT-WT	00010627155	58576.06	0.1	8.67	$1.64 \pm 0.08$	$35.6 \pm 0.1$	73/73
Swift/XRT-WT	00010627156	58577.05	0.6	8.49	$1.62 \pm 0.04$	$35.6 \pm 0.1$	222/225
Swift/XRT-WT	00010627158	58583.17	0.7	3.00	$1.61 \pm 0.06$	$35.3 \pm 0.1$	140/118
Swift/XRT-WT	00010627159	58584.70	0.8	4.08	$1.69 \pm 0.05$	$35.2 \pm 0.1$	159/169
Swift/XRT-WT	00010627161	58586.68	0.9	1.07	$1.66 \pm 0.10$	$35.0 \pm 0.1$	45/58
Swift/XRT-WT	00010627162	58588.81	0.8	2.54	$1.72 \pm 0.06$	$35.0 \pm 0.1$	145/117

**Table A1**  
(Continued)




Instrument	ObsID	MJD <sup>a</sup>	$t_{\text{exp}}$ (ks)	Net Count Rate <sup>b</sup> (count s <sup>-1</sup> )	$\Gamma$	$\log_{10} L_X(1-10 \text{ keV})$ (erg s <sup>-1</sup> )	$W/\text{dof}^c$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Swift/XRT-WT	00010627163	58590.81	1.0	1.96	$1.63 \pm 0.06$	$34.9 \pm 0.1$	130/113
Chandra/ACIS-S	21200	58603.13	3.7	0.12	$1.97 \pm 0.14$	$34.0 \pm 0.1$	207/260
Chandra/ACIS-S	21201	58609.33	8.2	0.02	$2.19 \pm 0.23$	$33.2 \pm 0.1$	127/126
Chandra/ACIS-S	21202	58618.67	4.8	0.04	$1.99^{+0.24}_{-0.23}$	$32.7 \pm 0.1$	103/122
Chandra/ACIS-S	21203	58627.42	11.4	0.05	$1.95 \pm 0.15$	$32.8 \pm 0.1$	25/31
Chandra/ACIS-S	21204	58636.67	28.2	0.03	$2.11 \pm 0.12$	$32.6 \pm 0.1$	44/50
Chandra/ACIS-S	21205	58645.08	65.6	0.03	$2.04 \pm 0.07$	$32.6 \pm 0.1$	121/103

**Notes.**<sup>a</sup> MJD at the start of the observation.<sup>b</sup> The typical uncertainty on net count rate is  $\sim 0.1$  count s<sup>-1</sup>.<sup>c</sup> Cash (1979) statistic, modified for background-subtracted spectra.<sup>d</sup> Best-fit spectrum included a `diskbb` component with  $kT = 0.18$  keV.<sup>e</sup> Best-fit spectrum included a `diskbb` component with  $kT = 0.13$  keV.<sup>f</sup> Best-fit spectrum included a `diskbb` component with  $kT = 0.17$  keV.<sup>g</sup> Effective exposure time for the readout streak.**Table A2**  
Summary of Radio Observations and Best-fit Spectral Measurements

Instrument/Configuration	Program ID	MJD <sup>a</sup>	$t_{\text{exp}}^b$ (min)	$\alpha$	$f_R(6 \text{ GHz})$ (mJy)	$\log_{10} L_R(5 \text{ GHz})$ (erg s <sup>-1</sup> )
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
VLA/D	18A-277	58398.04	11	$0.230 \pm 0.004$	$16.99 \pm 0.03$	$30.0 \pm 0.1$
VLA/D	18A-277	58399.99	4	$0.27 \pm 0.01$	$7.46 \pm 0.05$	$29.6 \pm 0.1$
VLA/D	18A-277	58402.85	4	$0.42 \pm 0.02$	$5.12 \pm 0.03$	$29.5 \pm 0.1$
VLA/D	18A-277	58403.91	1	$0.51 \pm 0.04$	$4.20 \pm 0.04$	$29.4 \pm 0.1$
VLA/D	18A-277	58405.90	1	$0.42 \pm 0.05$	$3.59 \pm 0.05$	$29.3 \pm 0.1$
VLA/D	18A-277	58409.83	1	$0.23 \pm 0.05$	$3.19 \pm 0.05$	$29.3 \pm 0.1$
VLA/D	18A-277	58418.85	3	$0.28 \pm 0.03$	$2.49 \pm 0.03$	$29.2 \pm 0.1$
VLA/D	SK0335	58431.85	31	$0.48 \pm 0.07$	$1.38 \pm 0.07$	$28.9 \pm 0.1$
VLA/C	SJ0238	58440.90	36	$0.29 \pm 0.05$	$1.16 \pm 0.01$	$28.8 \pm 0.1$
VLA/C	18A-277	58473.68	19	$0.50 \pm 0.50$	$0.14 \pm 0.01$	$27.9 \pm 0.2$
VLA/C	18A-277	58479.64	19	$0.67 \pm 0.50$	$0.15 \pm 0.01$	$27.9 \pm 0.1$
VLA/C	18A-277	58484.75	19	$-0.32 \pm 0.32$	$0.15 \pm 0.01$	$28.0 \pm 0.2$
VLA/C	SK0335	58516.70	38	$-0.12 \pm 0.17$	$0.156 \pm 0.004$	$28.0 \pm 0.2$
VLA/B	SK0114	58603.32	36	$-0.11 \pm 0.04$	$0.88 \pm 0.01$	$28.8 \pm 0.1$
VLA/B	SK0114	58608.35	36	$0.30 \pm 0.07$	$0.437 \pm 0.004$	$28.4 \pm 0.1$
VLA/B	SK0114	58618.34	83	$0.55 \pm 0.18$	$0.108 \pm 0.003$	$27.8 \pm 0.1$
VLA/B	SK0114	58627.34	83	$0.44 \pm 0.18$	$0.115 \pm 0.003$	$27.8 \pm 0.1$
VLA/B	SK0114	58636.26	83	$0.56 \pm 0.27$	$0.076 \pm 0.003$	$27.6 \pm 0.1$
VLA/B	SK0114	58645.24	83	$1.06 \pm 0.34$	$0.078 \pm 0.004$	$27.6 \pm 0.1$

**Notes.**<sup>a</sup> MJD at the start of the observation.<sup>b</sup> On-source time, not removing time lost to flagging.**ORCID iDs**

A. W. Shaw  <https://orcid.org/0000-0002-8808-520X>  
R. M. Plotkin  <https://orcid.org/0000-0002-7092-0326>  
J. C. A. Miller-Jones  <https://orcid.org/0000-0003-3124-2814>  
J. Homan  <https://orcid.org/0000-0001-8371-2713>  
E. Gallo  <https://orcid.org/0000-0001-5802-6041>  
D. M. Russell  <https://orcid.org/0000-0002-3500-631X>  
J. A. Tomsick  <https://orcid.org/0000-0001-5506-9855>  
P. Kaaret  <https://orcid.org/0000-0002-3638-0637>

S. Corbel  <https://orcid.org/0000-0001-5538-5831>  
M. Espinasse  <https://orcid.org/0000-0001-9075-1489>  
J. Bright  <https://orcid.org/0000-0002-7735-5796>

**References**

Adachi, R., Murata, K. L., Oeda, M., et al. 2020, *ATel*, 13502, 1  
Armas Padilla, M., Degenaar, N., Russell, D. M., & Wijnands, R. 2013, *MNRAS*, 428, 3083

- Arnaud, K. A. 1996, in ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), 17
- Atri, P., Miller-Jones, J. C. A., Bahramian, A., et al. 2020, *MNRAS*, 493, L81
- Baglio, M. C., Russell, D. M., & Lewis, F. 2018, *ATel*, 11418, 1
- Bahramian, A., Miller-Jones, J., Strader, J., et al. 2018, Radio/X-ray correlation database for X-ray binaries v0.1, Zenodo, doi:10.5281/zenodo.1252036
- Belloni, T. M. 2010, in *States and Transitions in Black Hole Binaries*, ed. T. Belloni, Vol. 794 (Berlin: Springer), 53
- Beri, A., Tetarenko, B. E., Bahramian, A., et al. 2019, *MNRAS*, 485, 3064
- Blandford, R. D., & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS*, 303, L1
- Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
- Bright, J., Fender, R., & Motta, S. 2018, *ATel*, 11420, 1
- Bright, J. S., Fender, R. P., Motta, S. E., et al. 2020, *NatAs*, 4, 697
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *SSRv*, 120, 165
- Canizares, C. R., Davis, J. E., Dewey, D., et al. 2005, *PASP*, 117, 1144
- Casares, J., Charles, P. A., & Naylor, T. 1992, *Natur*, 355, 614
- Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- Connors, R. M. T., Markoff, S., Nowak, M. A., et al. 2017, *MNRAS*, 466, 4121
- Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 2500
- Corbel, S., & Fender, R. P. 2002, *ApJL*, 573, L35
- Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, *ApJ*, 617, 1272
- Corbel, S., Koerding, E., & Kaaret, P. 2008, *MNRAS*, 389, 1697
- Corbel, S., Tomsick, J. A., & Kaaret, P. 2006, *ApJ*, 636, 971
- Coriat, M., Corbel, S., Prat, L., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 677
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., et al. 2013, *Sci*, 339, 1048
- Denisenko, D. 2018, *ATel*, 11400, 1
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, *A&ARv*, 15, 1
- Dzib, S. A., Massi, M., & Jaron, F. 2015, *A&A*, 580, L6
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, *ApJ*, 489, 865
- Espinasse, M., Corbel, S., Kaaret, P., et al. 2020, *ApJL*, 895, L31
- Espinasse, M., & Fender, R. 2018, *MNRAS*, 473, 4122
- Fabian, A. C., Buisson, D. J., Koesc, P., et al. 2020, *MNRAS*, 493, 5389
- Fender, R. P. 2001, *MNRAS*, 322, 31
- Fender, R. P., Gallo, E., & Jonker, P. G. 2003, *MNRAS*, 343, L99
- Fender, R. P., Hjellming, R. M., Tilanus, R. P. J., et al. 2001, *MNRAS*, 322, L23
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E., et al. 2006, *Proc. SPIE*, 6270, 62701V
- Gallo, E., Degenaar, N., & van den Eijnden, J. 2018, *MNRAS*, 478, L132
- Gallo, E., Fender, R. P., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2006, *MNRAS*, 370, L351
- Gallo, E., Miller, B. P., & Fender, R. 2012, *MNRAS*, 423, 590
- Gallo, E., Miller-Jones, J. C. A., Russell, D. M., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 290
- Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G., Nousek, J. A., & Ricker, G. R. J. 2003, *Proc. SPIE*, 4851, 28
- Gendreau, K. C., Arzumianian, Z., Adkins, P. W., et al. 2016, *Proc. SPIE*, 9905, 99051H
- Habsch, J., Ulowitz, J., Vanmunster, T., Cejudo, D., & Patterson, J. 2019, *ATel*, 13014, 1
- Heinz, S. 2004, *MNRAS*, 355, 835
- Heinz, S., & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, 343, L59
- HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., et al. 2016, *A&A*, 594, A116
- Homan, J., Bright, J., Motta, S. E., et al. 2020, *ApJL*, 891, L29
- Jones, F. C., & Ellison, D. C. 1991, *SSRv*, 58, 259
- Kajava, J. J. E., Motta, S. E., Sanna, A., et al. 2019, *MNRAS*, 488, L18
- Kajava, J. J. E., Veledina, A., Tsygankov, S., & Neustroev, V. 2016, *A&A*, 591, A66
- Kalemci, E., Tomsick, J. A., Buxton, M. M., et al. 2005, *ApJ*, 622, 508
- Kara, E., Steiner, J. F., Fabian, A. C., et al. 2019, *Natur*, 565, 198
- Kawamuro, T., Negoro, H., Yoneyama, T., et al. 2018, *ATel*, 11399, 1
- Kelly, B. C. 2007, *ApJ*, 665, 1489
- Kochanek, C. S., Shappee, B. J., Stanek, K. Z., et al. 2017, *PASP*, 129, 104502
- Kong, A. K. H., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Murray, S. S., & Barret, D. 2002, *ApJ*, 570, 277
- Maccarone, T. J. 2005, *MNRAS*, 360, L68
- Malzac, J., Belmont, R., & Fabian, A. C. 2009, *MNRAS*, 400, 1512
- Markoff, S., Falcke, H., & Fender, R. 2001, *A&A*, 372, L25
- Markoff, S., Nowak, M., Corbel, S., Fender, R., & Falcke, H. 2003, *A&A*, 397, 645
- Markoff, S., Nowak, M. A., & Wilms, J. 2005, *ApJ*, 635, 120
- Martí-Vidal, I., Vlemmings, W. H. T., Müller, S., & Casey, S. 2014, *A&A*, 563, A136
- Matsuoka, M., Kawasaki, K., Ueno, S., et al. 2009, *PASJ*, 61, 999
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in ASP Conf. Ser. 376, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell (San Francisco, CA: ASP), 127
- Miller, J. M., Homan, J., Steeghs, D., et al. 2006, *ApJ*, 653, 525
- Narayan, R., & McClintock, J. E. 2008, *NewAR*, 51, 733
- Orosz, J. A., Jain, R. K., Bailyn, C. D., McClintock, J. E., & Remillard, R. A. 1998, *ApJ*, 499, 375
- Perley, R. A., & Butler, B. J. 2017, *ApJS*, 230, 7
- Plotkin, R. M., Bright, J., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2017a, *ApJ*, 848, 92
- Plotkin, R. M., Gallo, E., & Jonker, P. G. 2013, *ApJ*, 773, 59
- Plotkin, R. M., Gallo, E., Markoff, S., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 4098
- Plotkin, R. M., Markoff, S., Kelly, B. C., Körding, E., & Anderson, S. F. 2012, *MNRAS*, 419, 267
- Plotkin, R. M., Miller-Jones, J. C. A., Chomiuk, L., et al. 2019, *ApJ*, 874, 13
- Plotkin, R. M., Miller-Jones, J. C. A., Gallo, E., et al. 2017b, *ApJ*, 834, 104
- Rana, V., Loh, A., Corbel, S., et al. 2016, *ApJ*, 821, 103
- Reis, R. C., Fabian, A. C., & Miller, J. M. 2010, *MNRAS*, 402, 836
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, 44, 49
- Reynolds, M. T., & Miller, J. M. 2011, *ApJL*, 734, L17
- Reynolds, M. T., & Miller, J. M. 2013, *ApJ*, 769, 16
- Reynolds, M. T., Reis, R. C., Miller, J. M., Cackett, E. M., & Degenaar, N. 2014, *MNRAS*, 441, 3656
- Ribó, M., Munar-Adrover, P., Paredes, J. M., et al. 2017, *ApJL*, 835, L33
- Russell, D. M., Baglio, M. C., & Lewis, F. 2019, *ATel*, 12534, 1
- Russell, D. M., Markoff, S., Casella, P., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 815
- Shappee, B. J., Prieto, J. L., Grupe, D., et al. 2014, *ApJ*, 788, 48
- Shidatsu, M., Nakahira, S., Yamada, S., et al. 2018, *ApJ*, 868, 54
- Sobolewska, M. A., Papadakis, I. E., Done, C., & Malzac, J. 2011, *MNRAS*, 417, 280
- Stiele, H., & Kong, A. K. H. 2020, *ApJ*, 889, 142
- Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, *ApJS*, 222, 15
- Tomsick, J. A., Corbel, S., & Kaaret, P. 2001, *ApJ*, 563, 229
- Tomsick, J. A., Kalemci, E., & Kaaret, P. 2004, *ApJ*, 601, 439
- Torres, M. A. P., Casares, J., Jiménez-Ibarra, F., et al. 2019, *ApJL*, 882, L21
- Torres, M. A. P., Casares, J., Jiménez-Ibarra, F., et al. 2020, *ApJL*, 893, L37
- Tremou, E., Corbel, S., Fender, R. P., et al. 2020, *MNRAS*, 493, L132
- Tucker, M. A., Shappee, B. J., Holoiien, T. W. S., et al. 2018, *ApJL*, 867, L9
- Ulowetz, J., Myers, G., & Patterson, J. 2019, *ATel*, 12567, 1
- Uttley, P., Gendreau, K., Markwardt, C., et al. 2018, *ATel*, 11423, 1
- Veledina, A., Poutanen, J., & Vurm, I. 2011, *ApJL*, 737, L17
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, 542, 914
- Xu, Y., Harrison, F. A., Tomsick, J. A., et al. 2020, *ApJ*, 893, 42
- Xue, Y. Q., & Cui, W. 2007, *A&A*, 466, 1053
- Yuan, F., & Cui, W. 2005, *ApJ*, 629, 408
- Yuan, F., & Narayan, R. 2014, *ARA&A*, 52, 529
- Zdziarski, A. A., Lubiński, P., Gilfanov, M., & Revnivtsev, M. 2003, *MNRAS*, 342, 355
- Zhang, G. B., Bernardini, F., Russell, D. M., et al. 2019, *ApJ*, 876, 5

## Clues on jet behavior from simultaneous radio-X-ray fits of GX 339-4

S. Barnier<sup>1</sup>, P.-O. Petrucci<sup>1</sup>, J. Ferreira<sup>1</sup>, G. Marcel<sup>2,3</sup>, R. Belmont<sup>5</sup>, M. Clavel<sup>1</sup>, S. Corbel<sup>5,6</sup>, M. Coriat<sup>4</sup>, M. Espinasse<sup>5</sup>, G. Henri<sup>1</sup>, J. Malzac<sup>4</sup>, and J. Rodriguez<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France  
e-mail: samuel.barnier@univ-grenoble-alpes.fr

<sup>2</sup> Villanova University, Department of Physics, Villanova, PA 19085, USA

<sup>3</sup> Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

<sup>4</sup> IRAP, Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES, Toulouse, France

<sup>5</sup> AIM, CEA, CNRS, Université de Paris, Université Paris-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>6</sup> Station de Radioastronomie de Nançay, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Univ. Orléans, 18330 Nançay, France

Received 26 April 2021 / Accepted 13 July 2021

### ABSTRACT

Understanding the mechanisms of accretion-ejection during X-ray binary (XrB) outbursts has been a problem for several decades. For instance, it is still not clear what controls the spectral evolution of these objects from the hard to the soft states and then back to the hard states at the end of the outburst, tracing the well-known hysteresis cycle in the hardness-intensity diagram. Moreover, the link between the spectral states and the presence or absence of radio emission is still highly debated. In a series of papers we developed a model composed of a truncated outer standard accretion disk (SAD, from the solution of Shakura and Sunyaev) and an inner jet emitting disk (JED). In this paradigm, the JED plays the role of the hot corona while simultaneously explaining the presence of a radio jet. Our goal is to apply for the first time direct fitting procedures of the JED-SAD model to the hard states of four outbursts of GX 339-4 observed during the 2000–2010 decade by RXTE, combined with simultaneous or quasi simultaneous ATCA observations. We built JED-SAD model tables usable in XSPEC, as well as a reflection model table based on the XILLVER model of XSPEC. We applied our model to the 452 hard state observations obtained with RXTE/PCA. We were able to correctly fit the X-ray spectra and simultaneously reproduce the radio flux with an accuracy better than 15%. We show that the functional dependency of the radio emission on the model parameters (mainly the accretion rate and the transition radius between the JED and the SAD) is similar for all the rising phases of the different outbursts of GX 339-4, but it is significantly different from the functional dependency obtained in the decaying phases. This result strongly suggests a change in the radiative and/or dynamical properties of the ejection between the beginning and the end of the outburst. We discuss possible scenarios that could explain these differences.

**Key words.** black hole physics – X-rays: binaries – accretion, accretion disks – ISM: jets and outflows

### 1. Introduction

X-ray binaries (XrBs) are formidable laboratories for the study of the accretion-ejection processes around compact objects. Most of the time in a quiescent state they can suddenly enter an outburst that can last from a few months to a year, increasing their overall luminosity by several orders of magnitude. The X-ray emission is commonly believed to be produced by the inner regions of the accretion flow, whereas the radio emission is thought to originate from relativistic jets. Simultaneously with the X-ray spectral evolution along the outburst (from hard to soft states; e.g., Remillard & McClintock 2006; Done et al. 2007), the radio emission switches from jet-dominated states during the hard X-ray states, at the beginning and the end of the outburst, to jet-quenched states during the soft X-ray states, in the central part of the outburst (e.g., Corbel et al. 2004; Fender & Belloni 2004). These outbursts are usually represented in the so-called hardness-intensity diagram (HID) where they follow a typical “q” shape (see, e.g., Dunn et al. 2010).

A physical understanding has yet to be found to explain the complete behavior of these outbursts, even if a few points

have reached consensus. For instance, the start of the outburst is believed to originate from disk instabilities in the outer regions of the accretion flow, driven by the ionization of hydrogen above a critical temperature (e.g., Hameury et al. 1998; Frank et al. 2002). The nature of the soft state X-ray emission, peaking in the soft X-rays, is commonly attributed to the presence of an accretion disk, down to the Innermost Stable Circular Orbit (ISCO), and the standard accretion disk model (SAD, Shakura & Sunyaev 1973) seems to describe the observed radiative output reasonably well. The exact nature of the hard X-ray emitting region, the hot corona, is however less clear. Given its intense luminosity, it is expected to be located close to the black hole where the release of gravitational power is the largest. The variability of the source is consistent with a very compact region (De Marco et al. 2017), but the exact geometry is still a matter of debate. It could be located somewhere above the black hole (the so-called lamppost geometry, e.g., Matt et al. 1991; Martocchia & Matt 1996; Miniutti & Fabian 2004). It can also partly cover the accretion disk (the patchy corona geometry, e.g., Haardt et al. 1997) or it can fill the inner part of the accretion flow, the accretion disk being present in the outer part of the

flow (the corona-truncated disk geometry, e.g., [Esin et al. 1997](#)). The hot corona is most probably a combination of all these geometries; it could even evolve from one geometry to the other depending on the state of the source.

The dominant radiative process producing the hard X-rays is generally believed to be external Comptonization, meaning Comptonization of the external UV and soft X-ray photons produced by the accretion disk off the hot electrons present in the corona. These electrons are generally supposed to follow a relativistic thermal distribution to explain the presence of a high-energy cutoff, generally observed in the brightest hard states (see, e.g., [Fabian et al. 2017](#) for a recent compilation). While the release of the gravitation power is undoubtedly the source of the corona heating, how this heating is transferred to the particles and how particles reach thermal equilibrium is still not understood. The magnetic field is expected to play a major role (e.g., [Merloni & Fabian 2001](#)), but the details of the process are unknown. The correlation between X-ray emission (from the corona) and radio emission (from the jet) (e.g., [Gallo et al. 2003, 2012](#); [Corbel et al. 2000, 2003, 2013](#); [Coriat et al. 2011](#)) also indicates a strong link between accretion and ejection, supporting the presence of a magnetic field in the disk.

Models of the hot corona commonly used in the literature are generally oversimplified. The geometry is assumed to have a basic shape, for instance spherical, slab, or even point-like. Its temperature and density are supposed to be uniform across the corona. External Comptonization is usually the unique radiative process taken into account and the spectral emission is often approximated by a cutoff power law (or similar) shape. Most of the time no physically motivated configuration or comparison with numerical simulations of this simplified model is proposed. More importantly, the jet emission and its impact on the accretion system is generally entirely ignored.

Magnetized accretion-ejection solutions that self-consistently treat both the accretion disk and the jets have been in development for more than 20 years ([Ferreira & Pelletier 1995](#); [Ferreira 1997](#)) and have since been validated through numerical simulations (e.g., [Zanni et al. 2007](#), [Jacquemin-Ide et al. 2021](#)). In these works the accretion disk is assumed to be threaded by a large-scale magnetic field. In the regions where the magnetization  $\mu(r) = P_{\text{mag}}/P_{\text{tot}}$  is on the order of unity (with  $P_{\text{mag}}$  the magnetic pressure and  $P_{\text{tot}}$  the total pressure, i.e., the sum of the thermal and radiation pressure), the magnetic hoop stress overcomes both the outflow pressure gradient and the centrifugal forces, and self-confined non-relativistic jets can be produced. In these conditions the accretion disk is called a jet emitting disk (JED). The effect of the jets on the disk structure can be tremendous since the jets' torque can efficiently extract the disk angular momentum, significantly increasing the accretion speed. Consequently, for a given accretion rate, a JED has a much lower density in comparison to the standard accretion disk (e.g., [Ferreira et al. 2006](#)). The parameter space for stationary JED solutions corresponds to magnetization  $\mu$  in the range  $[0.1, 1]$ , small ejection index  $p < 0.1$  defined by  $\dot{m}(r) \propto r^p$  (with  $\dot{m}$  the mass accretion rate measured at a given radius  $r$ ), large sonic mach number  $m_s = u_r/c_s$  in the range [Arnaud \(1996\)](#), [Begelman & Armitage \(2014\)](#), [Bel et al. \(2011\)](#) (with  $u_r$  the accretion speed and  $c_s$  the local speed of sound), and jet power fraction  $b = P_{\text{jets}}/P_{\text{acc}}$  between 0.1 and almost 1 for very thin JED ([Ferreira 1997](#)), where  $P_{\text{jets}}$  is the power feeding the jets and  $P_{\text{acc}}$  the total gravitational power released by the accretion flow within the JED. We note that for weak magnetization ( $\mu \ll 0.1$ ), no collimation occurs and uncollimated winds are

produced. The accretion disk structure is then not very different from the standard solution (e.g., [Jacquemin-Ide et al. 2019](#)).

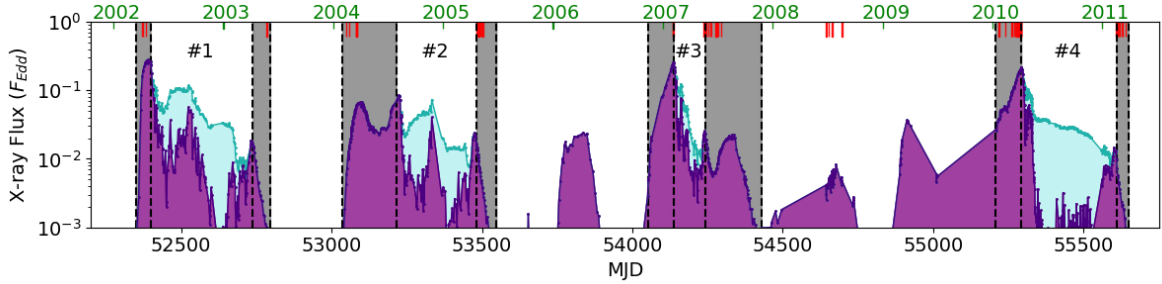
[Ferreira et al. \(2006\)](#) proposed a hybrid disk paradigm to address the full accretion-ejection evolution of XrBs in outbursts (see also [Petrucci et al. 2008](#)). The accretion disk is threaded by a vertical magnetic field and extends all the way down to the innermost circular orbit. The outer part of the flow has a low magnetization, resulting in an outer SAD. On the contrary, the inner part has an important mid-plane magnetization and the accretion flow has a JED structure. This radial distribution of the magnetization appears to be a natural outcome of the presence of large-scale magnetic fields in the accretion flow, the magnetic flux accumulating toward the center to produce a magnetized disk with a fast accretion timescale ([Scepi et al. 2020](#), [Jacquemin-Ide et al. 2021](#)).

[Marcel et al. \(2018a\)](#) developed a two-temperature plasma code to compute the spectral energy distribution (SED) of any JED-SAD configuration. In addition to the parameter  $\mu$ ,  $p$ ,  $m_s$ , and  $b$  that characterizes a JED solution, the output SED also depends on the transition radius  $r_J$  (in units of gravitational radius  $R_G = GM/c^2$ ) between the JED and the SAD, as well as the mass accretion rate  $\dot{m}_{\text{in}}$  (in units of Eddington accretion mass rate  $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ ) reaching the ISCO.

In our view,  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  are expected to be physically linked through the evolution of the magnetization across the accretion flow, dividing it in an inner strongly magnetized part (the JED) and an outer weakly magnetized one (the SAD). This link is far from being trivial to estimate and requires global 3D MHD simulations, which is far beyond of the scope of our present modeling, to catch it. In the absence of any physical law that could be used as an input, we consider the parameters  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  to be independent parameters.

Varying  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$ , [Marcel et al. \(2018a\)](#) showed that the JED-SAD model was able to qualitatively reproduce the spectral evolution of an entire outburst. The JED radiative properties agree with the X-ray emission observed in compact objects ([Petrucci et al. 2010](#); [Marcel et al. 2018b,a](#)), meaning that the JED can play the role of the hard X-ray emitting hot corona. At the beginning of the outburst the disk is characterized by a low-luminosity hard component that can be represented by a JED with large radial extend ( $r_J \gg 1$ ), while the mass accretion rate  $\dot{m}_{\text{in}}$  is low ( $\dot{m}_{\text{in}} < 0.1$ ). During the rising part of the outburst the luminosity increases, thus the mass accretion rate increases, but  $r_J$  is still several times the ISCO radius. While transitioning to the soft states,  $r_J$  starts to decrease until the complete disappearance of the JED when  $r_J \sim r_{\text{ISCO}}$ . This coincides with the disappearance of the radio emission (no more JED implies no more jets). During the soft states, the disk is dominated by the thermal component of the SAD and  $r_J$  stays equal to  $r_{\text{ISCO}}$ . Eventually, during the decaying phase of the outburst, a JED reappears when the system transitions back to the hard state,  $\dot{m}_{\text{in}}$  decreases,  $r_J$  increases again, and the system returns to the hybrid JED-SAD configuration. With the following decrease in the accretion rate, the XrB then fades to the quiescent state.

[Marcel et al. \(2019\)](#) (hereafter M19) performed the first application of the JED-SAD model to real data by qualitatively reproducing the spectral evolution of GX 339-4 during the 2010 outburst observed by RXTE. A similar study has been recently extended to three other outbursts of GX 339-4 ([Marcel et al. 2020](#), hereafter M20). These authors did not directly fit the data given the large number of observations as well as the lack of a consistent reflection model component. Instead, they produced a large grid of spectra for a set of parameters ( $r_J$ ,  $\dot{m}_{\text{in}}$ ) and fitted each simulated spectrum with a disk plus power law (disk +



**Fig. 1.** GX 339-4 X-ray light curve in the 3–200 keV energy band of the 2000–2010 decade obtained with the Clavel et al. (2016) fits. The violet filled region shows the power law unabsorbed flux, while the cyan region represents the disk unabsorbed flux. The selected spectra for this study are highlighted in gray: the rising and decaying hard states of the four outbursts (1, 2, 3, and 4). At the top the red lines represent the date when steady radio fluxes were observed at 9 GHz (from Corbel et al. 2013).

power law) model. This provided spectral characteristics (disk flux, power law luminosity fraction, X-ray spectral index) that were then compared to the best fit results obtained by fitting the RXTE/PCA data with a similar disk + power law model (Clavel et al. 2016). This procedure allowed us to derive the qualitative evolution of  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  that reproduces JED-SAD spectra with the closest spectral characteristics to the observed ones.

An important output of the JED-SAD model is the estimate of the jet’s power in a consistent way with the JED structure. The radio signature produced by this jet is less straightforward to estimate, however, since it depends on the detailed treatment of the jet particle emission all along the jet. Following Heinz & Sunyaev (2003) (hereafter HS03), M19 proposed an expression for the radio flux produced at a radio frequency  $\nu_R$  by a jet launched from a JED characterized by  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$ :

$$F_R = \tilde{f}_R \dot{m}_{\text{in}}^{17/12} r_{\text{isco}} (r_J - r_{\text{isco}})^{5/6} \frac{F_{\text{Edd}}}{\nu_R}. \quad (1)$$

Here  $\tilde{f}_R$  is a scaling factor and  $F_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/4\pi d^2$  the Eddington flux. Equation (1) has the same dependency with the accretion rate as in the self-similar approach of HS03, but there is an additional multiplicative term  $(r_J - r_{\text{isco}})^{5/6}$  that reflects the necessarily finite radial dimension of the jet due to the finite radial dimension of the JED (see discussion in M19). By trying to simultaneously reproduce the X-ray and radio emission, M19 were able to put constraints on  $\dot{m}_{\text{in}}$ ,  $r_J$ , and  $\tilde{f}_R$  in the case of GX 339-4, assuming a constant  $\tilde{f}_R$  for all the outbursts<sup>1</sup>.

The present paper aims to make a step forward in the comparison of the JED-SAD model to real data through a direct fitting procedure of simultaneous radio and X-ray data of an X-ray binary. The improvements compared to the previous works are twofold. First we added a consistent reflection component in the model and second we obtained more reliable and precise constraints on our model parameters ( $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$ ). To do so, we developed the required tools to apply our JED-SAD model to standard fitting software (e.g., XSPEC, Arnaud 1996).

We focus in this paper on the simultaneous radio–X-ray coverage of the XrB GX 339-4 during the lifetime of the RXTE satellite (1995–2012). This corresponds to four major outbursts starting in 2002, 2004, 2007, and 2010. The data selection is discussed more precisely in Sect. 2. Our fitting procedure and first

<sup>1</sup> However a better result was obtained when using a constant, but different,  $\tilde{f}_R$  for the rising and decaying phase with  $\tilde{f}_R^{\text{rise}} > \tilde{f}_R^{\text{decay}}$  (G. Marcel, priv. comm.).

fit results, using Eq. (1) for the radio emission, are discussed in Sect. 3. These results suggest, however, a different functional dependency of the radio emission with  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  compared to Eq. (1). A deeper analysis of the radio behavior is then performed in Sect. 4 and supports two different functional behaviors of the radio emission between the beginning and the end of the outburst. The implications of these results are discussed in Sect. 5, and we conclude in Sect. 6.

## 2. Data selection

To test our JED-SAD paradigm we focused on simultaneous or quasi-simultaneous radio–X-ray observations of GX 339-4. We only used pure hard states (i.e., those at the very right part of the HID), either in the rising or decaying phase, and did not include the transition phases of the outburst even when radio emission was detected (during the so-called hard intermediate state, HIS). The reasons for this choice are twofold. First, the radio flux evolves smoothly during pure hard states, a signature of stationary processes hopefully easier to catch. Conversely, an important radio variability is observed during the transition phases, especially during the hard-to-soft transition. Second, during the transition states, the hard-tail component progressively appears. As this component is not well understood and is not self-consistently included in the JED-SAD model, we did not select the transition states.

We selected X-ray spectra from the RXTE-PCA archive of GX 339-4 during the 2000–2010 decade. In order to have a uniform data analysis, we did not include the data from the RXTE-HEXTE instrument since they were not always usable (e.g., in the case of low flux observations or after March 2010 when it stopped observing). The data processing is detailed in Clavel et al. (2016). Since the instrumental background was generally found to be on the order of, or larger than, the source emission above 25 keV, we limited our spectral analysis to the 3–25 keV energy range of the PCA instrument. We plot the 2000–2010 PCA X-ray light curve of GX 339-4 in Fig. 1. During this period, GX 339-4 underwent four complete outbursts, in 2002, 2004, 2007, and 2010, hereafter outbursts 1, 2, 3, and 4. The hard-only or failed outbursts of 2006 and 2008 were not selected for this study<sup>2</sup> since they may be intrinsically different from the ones accomplishing an entire HID. We follow Clavel et al. (2016) for the definition of the hard-state periods of

<sup>2</sup> “Failed” outbursts only present hard states and no transition to the soft states before going back to quiescence.



**Table 1.** Hard-state periods of the four outbursts and number of selected observations.

	Rise <sup>(a)</sup>	Decay <sup>(b)</sup>	X-ray <sup>(c)</sup>	Radio <sup>(d)</sup>
#1	52345-52399	52739-52797	49	4 (3/1)
#2	53036-53219	53482-53549	177	16 (7/9)
#3	54051-54137	54241-54429	146	13 (2/11)
#4	55208-55293	55609-55640	80	24 (16/8)

**Notes.** Hard-state periods of the four outbursts defined by Clavel et al. (2016). <sup>(a)</sup>MJD of the rising phase of each outburst. <sup>(b)</sup>MJD of the decaying phase of each outburst. <sup>(c)</sup>Number of X-ray observations covering each outburst. <sup>(d)</sup>Number of radio observations covering each outburst; the number of rising phase and decaying phase observations are indicated in parentheses: (rising/decaying).

each outburst. We list in Table 1 the corresponding starting and ending Modified Julian Dates (MJD) of both the rising and the decaying hard-state phases.

In radio we used the 9 GHz fluxes obtained with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) and discussed in Corbel et al. (2013)<sup>3</sup>. Compared to the X-ray observations, the radio survey is quite sparse (see Fig. 1), so we selected only the radio fluxes close to X-ray pointings by less than one day (which we call quasi-simultaneous radio–X-ray observations).

This selection corresponds to a total of 452 hard X-ray spectra and 57 radio fluxes distributed among the four outbursts. Outburst 4 is the one with the best X-ray and radio coverage, with about 80 X-ray spectra and 24 radio measurements that are evenly distributed along the outburst. Thanks to this large radio coverage we chose to linearly interpolate the radio light curve to estimate the radio fluxes for each of the 80 X-ray spectra of this outburst. This is supported by the smooth evolution of the radio light curve during the pure hard states. The resulting interpolation is plotted in Fig. A.1. This interpolation was not possible for the other outbursts, due to the insufficient number of radio pointings.

### 3. X-ray and radio fits

#### 3.1. Methodology

Similarly to M19, we assume a distance  $d = 8$  kpc for GX 339-4 (Zdziarski et al. 2004, 2019; Parker et al. 2016). The black hole mass is estimated between 4 and 11  $M_{\odot}$  (Parker et al. 2016; Zdziarski et al. 2019), and we assume a black hole mass of 10  $M_{\odot}$ . The innermost stable circular orbit  $r_{\text{isco}}$  was assumed equal to 2 in  $R_g$  units. This is equivalent to a black hole spin of 0.94 (Miller et al. 2008; García et al. 2015). Finally, for the Galactic hydrogen column density we used  $0.6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  (Zdziarski et al. 2004; Bel et al. 2011).

In the JED-SAD model the two parameters left free to vary during the fitting procedure are  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$ . All the other parameters of the JED-SAD (see Sect. 1) were set to the same values as in M19:  $b = 0.3$ ,  $m_s = 1.5$ , and  $p = 0.01$ <sup>4</sup>.

We created XSPEC model tables for the JED and the SAD components separately with 40 values of  $\dot{m}_{\text{in}}$  and 25 values of  $r_J$  logarithmically distributed in the range [0.001, 10] and [1, 300],

<sup>3</sup> Before 2009 the radio band was 128 MHz wide and centered at 8.64 GHz. After 2009 it was 2 GHz wide and centered at 9 GHz.

<sup>4</sup> In the previous papers (Marcel et al. 2018a,b, 2019), this parameter was called  $\xi$ . However, to avoid confusion with the ionization parameter of the reflection component, here we introduce the notation  $p$ .

respectively. We also produced a reflection table. For this purpose, we used the XILLVER reflection model (García et al. 2013). For each couple ( $r_J$ ,  $\dot{m}_{\text{in}}$ ) of the JED table, we fitted the corresponding JED spectrum with a cutoff power law model. This fit provides a spectral index and a high-energy cutoff, which we injected in the XILLVER table to produce different reflection spectra for different values of the disk ionization  $\log(\xi)$  and iron abundance  $A(\text{Fe})$  (in solar units). The disk inclination was set to  $30^\circ$ , an inclination consistent with the value expected for GX 339-4 (Parker et al. 2016). The resulting table thus possesses five different parameters for each spectrum: the two JED-SAD parameters ( $r_J$ ,  $\dot{m}_{\text{in}}$ ), and the three reflection parameters  $\log(\xi)$ ,  $A(\text{Fe})$ , and the reflection normalization.

We then used an automatic fitting procedure using the pyxspec library (a python interface to XSPEC). We fit the X-ray spectra with the following XSPEC model: `tbabs * (atable(JEDtable) + atable(SADtable) + kdblur*atable(Refltable))`. Here JEDtable, SADtable, and Refltable are the XSPEC tables for the JED, SAD, and reflection spectra, respectively, and KDBLUR is a convolution model of XSPEC to take into account the relativistic effects from the accretion disk around a rotating black hole (according to the original calculations by Laor 1991). The parameters  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  are linked between the tables and we set the inner radius of KDBLUR to the inner radius of the SAD (i.e.,  $r_J$ ). In KDBLUR, we set the index of the disk emissivity to 3 (its default value), the outer disk radius to  $400 R_g$ , and the inclination to  $30^\circ$ .

#### 3.2. X-ray fits

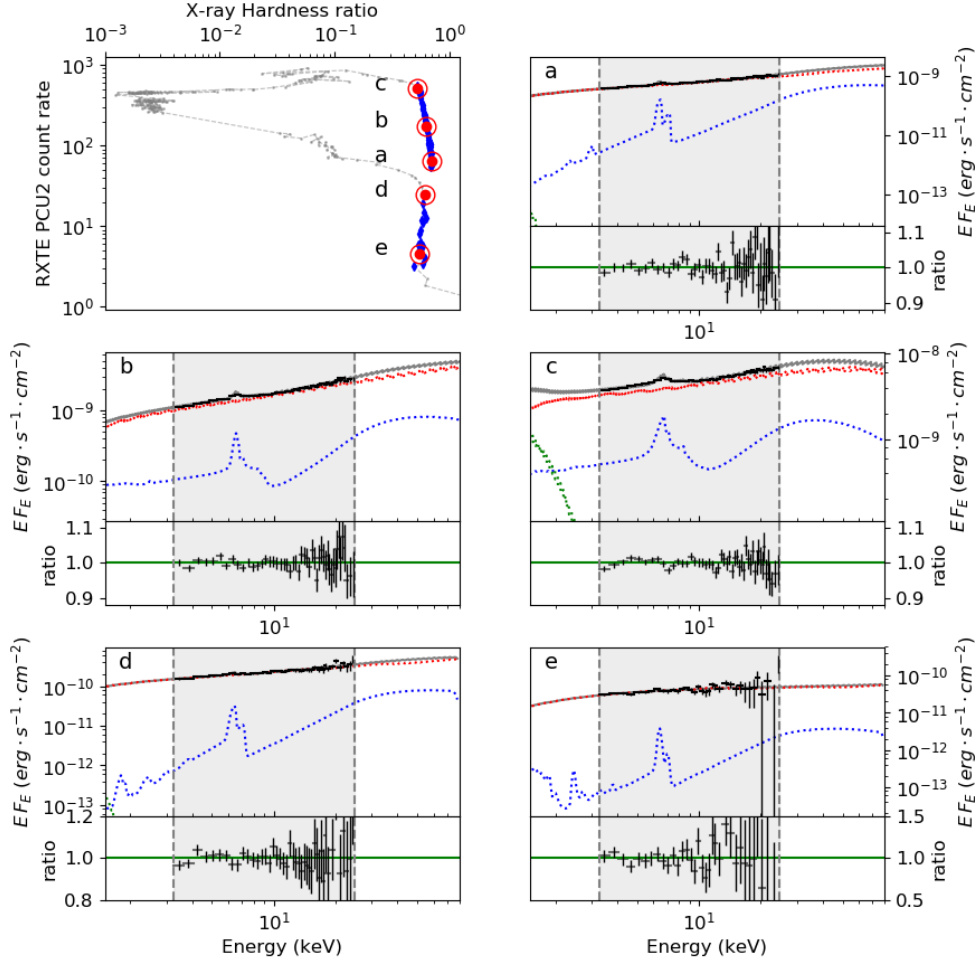
Using the fitting procedure described above, we obtained the best fit values for  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  for each X-ray observation in our sample. The iron abundance values are clustered around seven times the solar abundance, in agreement with similar spectral analysis of GX 339-4 (e.g., García et al. 2015; Fürst et al. 2015; Parker et al. 2016; Wang-Ji et al. 2018), and we set it to this value in the following<sup>5</sup>. As examples, we show in Fig. 2 a few of our X-ray best fits obtained for different observations distributed in the hard X-ray states of outburst 4. In the top left panel of this figure we represent the HID as well as the hard states (blue diamond) that we fit. We also highlight the five observations whose spectral fits are presented in the other panels of the figure.

During the rising phase (observations *a*, *b*, and *c*), the high-energy cutoff slowly appears in the model with the rise in luminosity<sup>6</sup>. At the same time, the iron line changes shape under the influence of both the evolution of the disk ionization parameter and the black hole gravity as the transition radius  $r_J$  decreases (general relativity effects). During the decaying phase (observations *d* and *e*), as the luminosity decreases, the standard accretion disk component disappears with the increase in  $r_J$ .

The evolutions of  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  for our entire data sample are shown in Fig. 3; the left panel shows the light curves of  $r_J$  and the right panel those of  $\dot{m}_{\text{in}}$ . We divided each panel into two parts, showing the rising phase first and then the decaying phase. The large green region represents the area where the minimization function used by M19 to constrain  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  varies by less than

<sup>5</sup> Such a high iron abundance could be a consequence of the XILLVER reflection model used. A new version of this model, with higher disk density, gives a value closer to solar values (e.g., Tomsick et al. 2018; Jiang et al. 2019).

<sup>6</sup> Even though the high-energy cutoff is not visible in the energy range we fit, the JED-SAD parameters we obtain predict a decrease in the high-energy cutoff during the rising phase, similarly to what is observed (Motta et al. 2009; Droulans et al. 2010).



**Fig. 2.** Best fits of some observations of outburst 4. *Top left:* hardness intensity diagram of outburst 4. The blue diamond shows the hard state used for this outburst. The five red points are the five observations plotted in the different figures from a to e. *a–e:* best fit spectra and the data/model ratio for the five observations indicated in red in the HID. The gray region shows the PCA energy range used for the fit. The data are in black and the best fit model in gray; the JED spectrum is in red, the SAD spectrum in green, and the reflection component in blue. The best fit parameters for each observation are listed in Table 2.

10% with respect to its minimum. The blue points with black error bars and connected by dashed lines represent the results of this paper obtained by fitting the X-ray spectra in XSPEC.

We obtained much tighter constraints compared to M19, especially for  $r_J$  during the rising phase. There are two reasons for this. First, M19 did not directly fit the data, their main objectives being to qualitatively reproduce the outburst spectral and flux evolution. Second, M19 did not use a  $\chi^2$  statistic to constrain their parameters because the  $\chi^2$  statistic is not well adapted to their methodology.

Nevertheless, the constraints obtained with our fitting procedure are almost always embedded within the green area obtained by M19, which shows the good agreement between the two approaches. This is noticeably the case for  $\dot{m}_{\text{in}}$ , which is well constrained in the two methods and are in very good agreement with each other. Interestingly, our values for  $r_J$  are apparently better constrained in the rising phase of the outbursts, its behav-

ior being more erratic and with larger error bars in the decaying phase. This could be a natural effect of the decrease in the data statistics when the flux decreases, but this trend is not observed for  $\dot{m}_{\text{in}}$ . This instead suggests that our JED-SAD spectra are less dependent on  $r_J$  at low accretion rates.

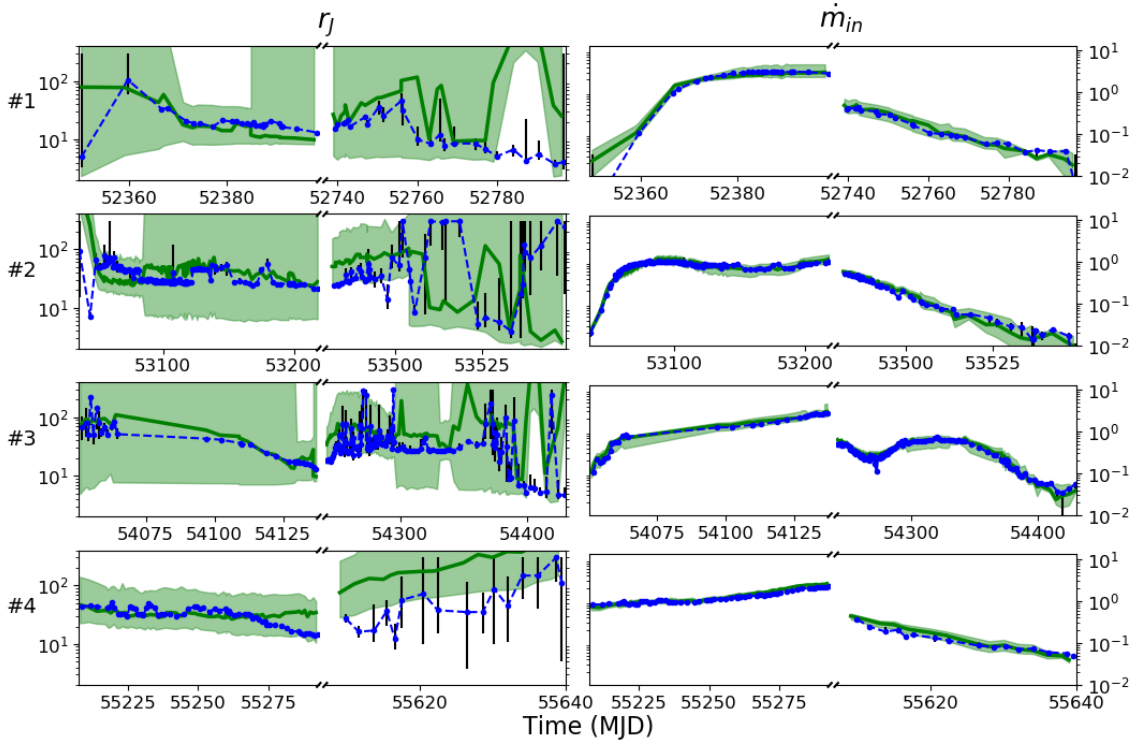
It should be noted that the  $\chi^2$  space does not always follow a Gaussian shape (see Fig. B.2) and the error bars should not be taken as sigma errors, but instead as lower and upper limits with a 90% confidence. Thus, none of the pure hard states are consistent with  $r_{\text{isco}}$ , and a JED is always required in the fit.

The evolution of  $r_J$  during the decaying phase of outburst 4 is the subject of Appendix B where we detail how we obtained the presented values of  $r_J$  using a maximum likelihood method. When a small  $r_J$  solution was found in the automatic procedure ( $r_J < 10$ ), we checked the parameter space for a statistically equivalent solution for a larger value of  $r_J$ . Whenever such a solution was found, we selected it (see Appendix B).

**Table 2.** Fitting parameters of the five observations presented in Fig. 2.

Observations	MJD <sup>(a)</sup>	$\chi^2$ /d.o.f. <sup>(b)</sup>	$r_J$ <sup>(c)</sup>	$\dot{m}_{\text{in}}$ <sup>(d)</sup>	$\log(\xi)$ <sup>(e)</sup>	$N$ <sup>(f)</sup>
<i>a</i>	55214.089	42/45	$44.0^{+2.5}_{-4.0}$	$0.87^{+0.01}_{-0.03}$	<2.0	$9.9^{+0.2}_{-9.4} \times 10^{-4}$
<i>b</i>	55260.445	32/45	$35.7^{+2.8}_{-2.1}$	$1.25^{+0.03}_{-0.01}$	$3.08^{+0.03}_{-0.02}$	$1.3^{+0.1}_{-0.2} \times 10^{-6}$
<i>c</i>	55292.779	59/45	$14.3^{+0.6}_{-0.6}$	$2.31^{+0.02}_{-0.02}$	$3.22^{+0.10}_{-0.06}$	$1.5^{+0.2}_{-0.2} \times 10^{-6}$
<i>d</i>	55609.839	22/40	$27.2^{+5.8}_{-4.5}$	$0.37^{+0.04}_{-0.03}$	<4.5	$<2.0 \times 10^{-4}$
<i>e</i>	55634.085	23/31	>57	$7.4^{+0.5}_{-1.0} \times 10^{-2}$	<4.6	$<2.8 \times 10^{-4}$

**Notes.** <sup>(a)</sup>MJD of the observations. <sup>(b)</sup> $\chi^2$  statistics of the fit and the number of degrees of freedom (d.o.f.). <sup>(c)</sup>Transition radius  $r_J$  in  $R_G$ . <sup>(d)</sup>Mass accretion rate  $\dot{m}_{\text{in}}$  in  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ . <sup>(e)</sup>Disk ionization  $\xi$  from the reflection model. <sup>(f)</sup>Reflection normalization  $N$ , units of the XILLVER reflection model.



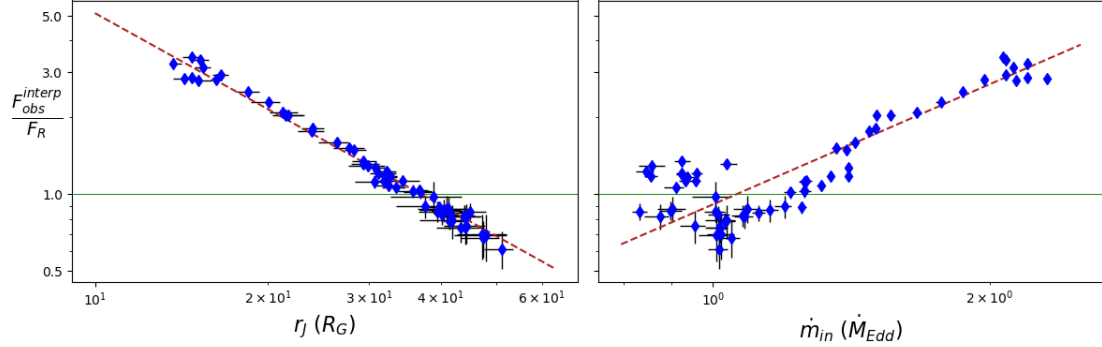
**Fig. 3.** Results of the fitting procedure. *Left:* transition radius  $r_J$  (from  $r_{\text{iscc}}$  to 300) between the JED and the SAD. *Right:* mass accretion rate  $\dot{m}_{\text{in}}$ . Each side is divided vertically between the four outbursts and horizontally between the rising and decaying phase of each outburst. The green solid line represent the results from M19 and M20, and the green region indicates where the minimization function varies by less than 10% with respect to its minimum. The blue dashed line shows the results of the fitting procedure and the black vertical bar the associated 90% confidence range. The decaying phase of outburst 4 is the subject of Appendix B.

The motivations for this choice are twofold: higher values of  $r_J$  are observed in the decaying phase of the other outbursts (see Fig. 3, outbursts 2 and 3) and the resulting increase in  $r_J$  when going to quiescence is consistent with the JED-SAD dynamical picture.

### 3.3. Taking into account the radio emission

We now reproduce the radio fluxes using Eq. (1) to model the radio emission. Since the radio survey is generally quite sparse, we first concentrate on the rising phase of outburst 4, where the radio coverage is sufficiently dense to interpolate the radio fluxes for all X-ray spectra (see Fig. A.1). We use the results of the

X-ray fits (see previous subsection) and set the parameters  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  to the best fit values. Then we compute the radio flux  $F_R$  with Eq. (1) using  $\tilde{f} = 1.5 \times 10^{-10}$ , the value used in M19. In Fig. 4 we plot the ratio of the observed (and interpolated) radio flux  $F_{\text{obs}}$  to the expected radio flux  $F_R$  from Eq. (1) as function of  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$ . A clear anticorrelation is observed  $\frac{F_{\text{obs}}}{F_R} \propto r_J^\alpha$  with  $\alpha \sim -1.25$ . Similarly,  $\frac{F_{\text{obs}}}{F_R}$  is correlated with  $\dot{m}_{\text{in}}$ , with a power  $\beta \sim 1.56$ . In conclusion here our fitting procedure suggests a functional dependency of the radio emission at least on  $r_J$  and/or  $\dot{m}_{\text{in}}$  that is not taken into account correctly when using Eq. (1). This is studied in more detail in Sect. 4.



**Fig. 4.** Ratio of the observed radio fluxes to the results of Eq. (1) (using  $\tilde{f} = 1.5 \times 10^{10}$ ) as a function of  $r_J$  (left) and  $\dot{m}_{in}$  (right) for outburst 4. In the case of X-ray observations without simultaneous radio measurement, the radio flux was interpolated from the radio light curve (see Fig. A.1). The dashed line shows the best fit power law:  $\frac{F_{obs}}{F_R} \propto r_J^{-1.25}$  (left) and  $\frac{F_{obs}}{F_R} \propto \dot{m}_{in}^{1.56}$  (right).

#### 4. Functional dependency of the radio emission

In the JED-SAD paradigm, the evolution of the X-ray spectrum (hardness, energy cutoff, and flux) is described through the changes of two parameters,  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$ , controlling the balance between the power released through advection and radiation. In a similar way, we use both of these parameters to describe the radio flux.

We thus assume in this section a more general expression for the radio flux:

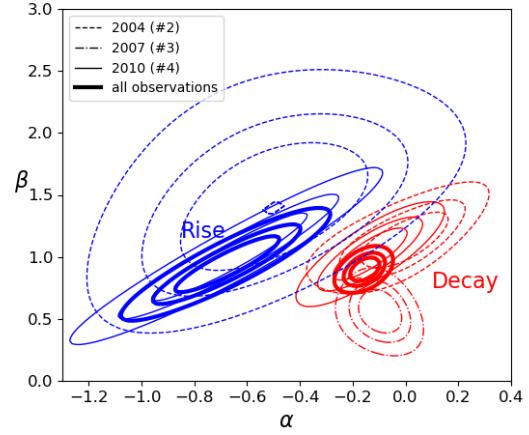
$$F_R = \tilde{f}^* r_J^\alpha \dot{m}_{in}^\beta \left(1 - \frac{r_{isco}}{r_J}\right)^{5/6} \frac{F_{Edd}}{v_R}. \quad (2)$$

This expression is similar to Eq. (1), but the indexes of the dependency on both  $\dot{m}_{in}$  and  $r_J$  are now free parameters. This new expression allows us to put all the dependency on  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  in the parameters  $\alpha$  and  $\beta$ ,  $\tilde{f}^*$  acting then as a true constant in this respect. The term  $(r_J - r_{isco})^{5/6}$  linked to the radial extension of the jet is re-expressed to isolate the dominant power dependency with  $r_J$  in  $\alpha$ . We look for a unique triplet  $(\tilde{f}^*, \alpha, \beta)$  that could reproduce the whole radio data set.

##### 4.1. Rising phase of the 2010 outburst

We first test Eq. (2) in the rising phase of outburst 4. We fit all 16 radio observations with simultaneous or quasi-simultaneous radio-X-ray data in XSPEC. We set  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  of each observation to the best quasi-simultaneous X-ray fit values (obtained in Sect. 3). When simultaneously fitting X-ray and radio data, if the JED-SAD and reflections parameters are left free to vary simultaneously to  $\tilde{f}^*$ ,  $\alpha$ , and  $\beta$ , the X-ray fit is found to be significantly worse, especially around the iron line, for the benefit of a perfect match of the radio fluxes. By freezing the JED-SAD and reflections parameters to their best fit values obtained by fitting the X-rays, we instead chose to favor the X-ray fit for which we have a fully developed physically motivated spectral model. We implement in XSPEC a model to fit the radio emission following Eq. (2). We impose the same value of  $\tilde{f}^*$ ,  $\alpha$ , and  $\beta$  for all the observations. The number of radio fluxes we use can be found in Table 1.

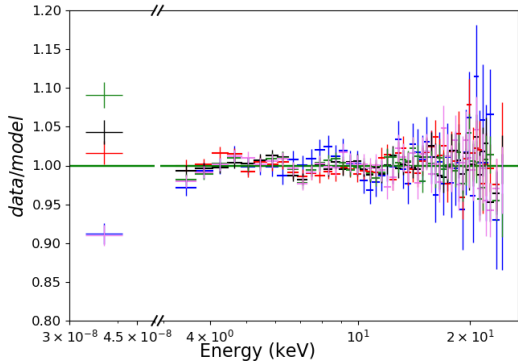
As the errors on the radio are sometimes quite small, we introduce a 10% systematic error on the radio fluxes to account for the non-simultaneity between the radio and X-ray observations and the few percent radio intrinsic variability (Corbel et al.



**Fig. 5.** Contour plots  $\beta$ - $\alpha$  for the rising (blue) and decaying (red) phases of the outburst of 2004 (outburst 2, dashed line), 2007 (outburst 3, dot-dashed line), and 2010 (outburst 4, thin solid line). The contours in thick solid lines represent the dependency when fitting all rising (blue) or decaying (red) phase radio fluxes simultaneously. Confidence contour levels correspond to 68%, 90%, and 99% ( $\Delta\chi^2$  of 2.3, 4.61, and 9.2, respectively). The contours are obtained when fitting only the quasi-simultaneous radio-X-ray observations (not the interpolated radio observations).

2000). This is done so that the fit is not driven by only one radio flux, but tries to reproduce all the fluxes within this 10% error margin. Furthermore, the maximum variation observed in the radio light curve is about 20% variation over three days (see Fig. A.1). Thus, within the one day delay between the radio and X-ray observations we do not expect variations exceeding the 10% systematic error we add, justifying the use of not exactly simultaneous X-ray and radio pointings. The effects of adding systematic errors is discussed in Appendix C.

The best fit gives  $\tilde{f}^* = 7.1_{-5}^{+15} \times 10^{-8}$ ,  $\alpha = -0.66 \pm 0.32$ , and  $\beta = 1.00_{-0.38}^{+0.39}$ . The contours  $\alpha$ - $\beta$  are also reported as thin blue solid lines in Fig. 5. The fit reproduces all the radio fluxes within an error lower than 10% (see examples of residuals in Fig. 6) suggesting that Eq. (2) works adequately. The positive value of  $\beta$  is consistent with the observed correlation between the radio



**Fig. 6.** Ratio of the data to the model for the best fit of 5 of the 16 multiwavelength observations (radio–X-ray) of the rising phase of the 2010 outburst (MJD 55217 in blue, 55259 in red, 55271 in black, 55288 in green, and 55292 in violet). Only five ratios are shown for purposes of visualization, but the best fit was obtained by using all the simultaneous or quasi-simultaneous radio–X-ray observation, fixing the JED-SAD parameters to the best fitting values obtained by fitting the X-ray spectra first, and then fitting the radio points with Eq. (2).

emission and the luminosity of the binary system. The negative value of  $\alpha$  agrees with a decrease in the inner radius of the SAD when the system reaches bright hard states with stronger radio emission as expected in our JED-SAD approach (and similarly to most of the truncated disk models like Esin et al. 1997).

In the second step we apply the same procedure to all the interpolated radio fluxes of the rising phase of outburst 4. Following the first step, we set  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  to their best fit values obtained when fitting the X-ray alone. Then we reproduce the radio using the best fit values of  $\tilde{f}^*$ ,  $\alpha$  and  $\beta$  obtained previously to compute the expected radio flux  $F_R$  using Eq. (2). The corresponding ratios  $F_{obs}/F_R$  are reported in Fig. 7. There is almost no remaining dependency on  $r_J$  or  $\dot{m}_{in}$ . Compared to Fig. 4, this now shows a much more clustered distribution around 1, with a dispersion of about  $\pm 15\%$ .

#### 4.2. Decaying phase of the 2010 outburst

For the decaying phase of outburst 4 we proceeded similarly to the rising phase. We chose all eight observations, with simultaneous or quasi-simultaneous (differences less than 1 day) radio–X-ray observations of the decaying phase of outburst 4. We set the values of  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  to the best X-ray fit, then we fit the radio fluxes using Eq. (2).

As a first test, we set  $\tilde{f}^*$ ,  $\alpha$ , and  $\beta$  to the best fit values obtained in the rising phase. The corresponding data/model ratio is plotted in Fig. 8. The top panel shows that using the value of  $\tilde{f}^*$  of the rising phase in the decaying phase induces an error in the radio flux of up to a factor of 5. The bottom panel shows that even if we leave the scaling factor  $\tilde{f}^*$  free, converging to the value  $2.0 \times 10^{-7}$ , the radio flux is incorrect by a factor up to 1.8. Thus, the parameters  $\tilde{f}^*$ ,  $\alpha$ , and  $\beta$  cannot have the same values as obtained in the rising phase.

Following what we present for the rising phase, we now leave  $\tilde{f}^*$ ,  $\alpha$ , and  $\beta$  free to vary, but linked between all the observations. The best fit values are  $\tilde{f}^* = 2.9^{+1.0}_{-0.9} \times 10^{-8}$ ,  $\alpha = -0.13^{+0.15}_{-0.16}$ , and  $\beta = 1.02 \pm 0.23$ . The corresponding confidence contour  $\alpha$ – $\beta$  is plotted as red thin solid lines in Fig. 5. It is clearly inconsistent with the blue contour obtained in the rising phase.

#### 4.3. Comparison with the other outbursts

We constrain the functional dependency of the radio emission of the other outbursts by repeating a similar analysis. We thus need at least three observations taken in the corresponding rising and decaying phases to constrain the three free parameters  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\tilde{f}^*$ . Only outburst 2 (in 2004) and the decaying phase of outburst 3 (in 2007) have the sufficient number of simultaneous or quasi-simultaneous radio and X-ray observations to apply our procedure. The number of radio fluxes we use for each phase of the outbursts can be found in Table 1. The corresponding contour plots of  $\alpha$ – $\beta$  are overplotted in Fig. 5 as dashed and dot-dashed lines, respectively. Two results are remarkable. First, and similarly to outburst 4, we need different functional dependencies of the radio emission with  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  between the rising and decaying phase for outburst 2. Even more interestingly, the values obtained for  $\alpha$  and  $\beta$  are in quite good agreement between the different outbursts, the contour of the decaying phase of outburst 3 also close to the contours of the decaying phases of outbursts 2 and 4. While this could be surprising given the simple expression used to model the radio emission, we believe that this result reveals intrinsic differences in the jet emission origin (see Sect. 5 for this discussion).

In the last step we use all the quasi-simultaneous radio observations, simultaneously fitting all the rising phase observations together with the same parameters  $\alpha$  and  $\beta$  for all outbursts, but with different normalization  $\tilde{f}^*$  for each outburst. We did the same for all the decaying phase observations. The resulting  $\alpha$ – $\beta$  contours are plotted in Fig. 5 as thick solid lines.

The process confirms the two different and mutually inconsistent functional dependencies of the radio emission on  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  between the rising and decaying phases observations. The radio flux observed in the rising phases is nicely reproduced (within about 15%) by the relation

$$F_R^{\text{rise}} \propto r_J^{-0.67^{+0.21}_{-0.22}} \dot{m}_{in}^{0.94^{+0.25}_{-0.24}}, \quad (3)$$

instead, in decaying phases it follows

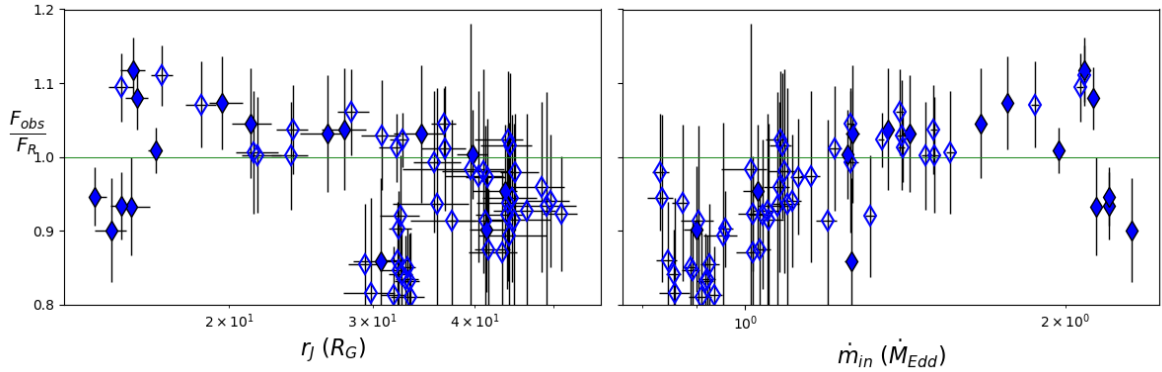
$$F_R^{\text{decay}} \propto r_J^{-0.15 \pm 0.06} \dot{m}_{in}^{0.9 \pm 0.1}, \quad (4)$$

with a weaker dependency on  $r_J$ .

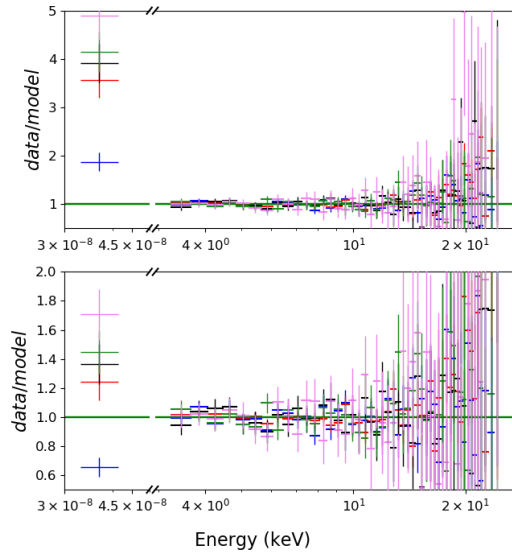
Some variations in  $\tilde{f}^*$  are required, however, to significantly improve the radio emission modeling. This can be seen in Fig. 9 where we report the ratio  $F_{obs}/F_R$  using Eq. (3) to compute the radio flux if the observation is in the rising phase and Eq. (4) if in the decaying phase. In the top panel we use the same value  $\tilde{f}^*$  for all outbursts. The ratios cluster around 1, although there is some scattering between the different phases of the different outbursts. We report in the bottom panel of Fig. 9 the same ratio but letting  $\tilde{f}^*$  free to vary between outbursts and between the rising and decaying phases. The improvement is clear and almost all radio fluxes can be reproduced within a 20 % margin error. The different values of  $\tilde{f}^*$  found are reported in Table 3. We observe variation up to a factor of three (e.g., between the rising phase of the 2002 and 2010 outbursts). This could be related to local changes in the radiative efficiency of the radio emission from outburst to outburst.

## 5. Discussion

We present in this paper the first X-ray spectral fits of an X-ray binary using the JED-SAD model. Compared to previous works, we constructed model tables that enable the use of XSPEC for a direct fit procedure. We also constructed a reflection table, based



**Fig. 7.** Ratio of all radio fluxes of the rising phase of outburst 4 to the results of Eq. (2) as a function of  $r_J$  (left) and  $\dot{m}_{in}$  (right). The filled blue points represent the 16 quasi-simultaneous radio–X-ray observations, while the empty points represent the interpolated radio fluxes (see Appendix A). The radio observations are well reproduced using the values  $\tilde{f}^* = 7.1 \times 10^{-8}$ ,  $\alpha = -0.66$ , and  $\beta = 1.00$ .



**Fig. 8.** Ratio of the data to the model for the best fit of five of the eight multiwavelength observations of the decaying phase of outburst 4 (MJD 55613 in blue, 55617 in red, 55620 in black, 55630 in green, and 55639 in violet). *Top panel:* all fits were done simultaneously, fixing the parameters of Eq. (2) to those found in the rising phase:  $\tilde{f}^* = 7.1 \times 10^{-8}$ ,  $\alpha = -0.66$ , and  $\beta = 1.00$ . *Bottom panel:* fixing  $\alpha$  and  $\beta$  to the values found for the rising phase,  $\tilde{f}^*$  is free to vary and converges to the value  $2.0 \times 10^{-7}$ .

on RELXILL, using as inputs the photon index and high-energy cutoff that best fit the JED-SAD spectral shapes. We obtained good fits for all the X-ray observations of GX-339-4 during the hard states observed by RXTE on the period 2002–2010 by only varying the accretion rate  $\dot{m}_{in}$  of our system and the transition radius  $r_J$  between the JED and the SAD.

As said in the Introduction, in the absence of a known physical law that would link these two parameters, we left them free to vary independently of each other in the fit procedure. This is the simplest approach to try to understand, and hopefully to physically interpret (see Ferreira et al., in prep.), their behavior.

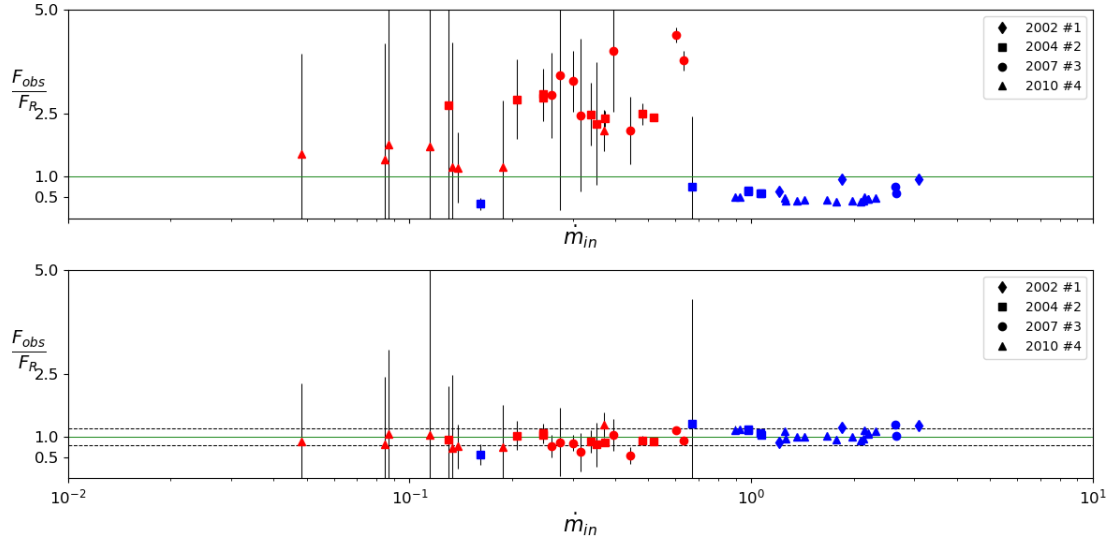
Then radio emissions simultaneous to the X-rays (or quasi-simultaneous, with a one-day difference) were reproduced using a generic formula only depending on  $\dot{m}_{in}$  and  $r_J$ . One of the main results of this spectral analysis is the necessity of a different functional dependency of the radio emission on  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$ . The two different expressions for the radio emission are reported in Eqs. (3) and (4). We believe that this difference in functional dependency is a “back product” of the true physical link between  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$ .

### 5.1. Indications of different radiative behaviors between the rising and decaying phases

Observational clues on the jet behavior can be derived from a set of different diagnostics: (i) the radio spectral index  $\alpha_R$ , (ii) the measure of the spectral break frequency  $\nu_{\text{break}}$ , (iii) timing properties, (iv) the correlation  $L_R - L_X$ , and (v) linking the radio luminosity  $L_R$  to disk properties ( $\dot{m}_{in}$ ,  $r_J$ ). Items (i)–(iv) are discussed in this section, while item (v) is discussed in Sect. 5.2.

The radio spectral index  $\alpha_R$  can be analytically derived under the assumption of a self-absorbed synchrotron emission smoothly distributed along the jet. It depends on the particle distribution function, the jet geometry, and the way the dominant magnetic field varies with the distance (see Eq. (A.8) in the Appendix of Marcel et al. 2018b). There is no a priori reason to assume that these parameters should not vary in time. Observationally, however, there is no clear evidence of differences in the radio spectral index  $\alpha_R$  between the rising and decaying phases of GX 339-4 (Espinasse, priv. comm.; see also Koljonen & Russell 2019 for more detailed discussion on this point and Tremou et al. 2020 for the quiescent state case where the radio spectrum is clearly inverted). Although this is already an important piece of information, we note that these  $\alpha_R$  are derived within a rather limited radio band and might therefore not be fully representative of the whole jet spectrum (see, e.g., Péault et al. 2019).

The evolution of the spectral break frequency,  $\nu_{\text{break}}$ , marking the transition from self-absorbed to optically thin jet synchrotron radiation, could however be different in the two phases (rising and decaying). The radio spectral index being flat or inverted in the hard state, the power of the jets is mainly sensitive to the position of the spectral break. Gandhi et al. (2011) measured this break at  $\sim 5 \times 10^{13}$  Hz in a bright hard state



**Fig. 9.** Ratios of the observed radio fluxes to the modeled radio fluxes for all the quasi-simultaneous radio–X-ray observations of the four outbursts. Each outburst is represented using a different symbol (see legend). In blue are shown the rising phases and in red the decaying phases. The modeled radio fluxes were obtained using Eq. (2). The parameters are  $(\alpha = -0.67, \beta = 0.94)$  for the rising phases and  $(\alpha = -0.15, \beta = 0.9)$  for the decaying phases. *Top panel:*  $\hat{f}^* = 4.1 \times 10^{-8}$  used for all outbursts. *Bottom panel:* different  $\hat{f}^*$  used for each phase of the outbursts. All values of  $\hat{f}^*$  used are reported in Table 3. The horizontal dashed lines represent a 20% error margin (ratio of 0.8 and 1.2, respectively).

**Table 3.** Values of  $\hat{f}^*$  found for each phase of the outbursts.

Outburst	Rise	Decay
2002 #1	$4.1^{+5.4}_{-2.3} \times 10^{-8}$	–
2004 #2	$5.5^{+6.6}_{-2.9} \times 10^{-8}$	$1.4^{+0.3}_{-0.3} \times 10^{-8}$
2007 #3	$5.3^{+6.6}_{-2.9} \times 10^{-8}$	$1.0^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{-8}$
2010 #4	$7.2^{+9.2}_{-3.7} \times 10^{-8}$	$2.3^{+0.7}_{-0.5} \times 10^{-8}$

**Notes.** Obtained when fitting all the quasi-simultaneous observations simultaneously.

during the rise of the 2010–2011 outburst. By comparison, Corbel et al. (2013) constrain the break to be at lower frequency in the decaying phase, suggesting a less powerful jet in this phase. There is also a potential link between the X-ray hardness and the jet spectral break frequency, harder X-ray spectra having a higher  $\nu_{\text{break}}$  (Russell et al. 2014; Koljonen et al. 2015). Interestingly, GX 339-4 shows on average a softer power law index in the decaying phase compared to the rising phase (see Fig. 10). Given the observed correlation between  $\nu_{\text{break}}$  and the X-ray hardness, this also suggests a different behavior for  $\nu_{\text{break}}$  (and consequently of the jet power) between the two phases.

There are other indications that the accretion (through X-ray emission) and ejection (through radio emission) processes could behave differently at the beginning and the end of the outburst. At first sight the radio–X-ray correlation followed by GX339-4 agrees with a linear correlation of index  $\sim 0.7$  in log-log space (e.g., Corbel et al. 2000, 2003, 2013) even down to very quiescent states (Tremou et al. 2020), but a more careful analysis shows the presence of wiggles along this linear correlation, especially between the high- and low-luminosity states (e.g., Corbel et al. 2013, Fig. 8). When looking more precisely at the

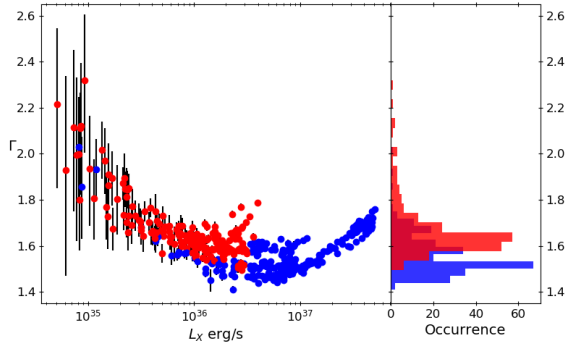
rising and decaying phase, two different correlations may even be observed (Islam & Zdziarski 2018).

These differences may be linked to a change in the radiative efficiency of the X-ray corona with luminosity. The low X-ray luminosity states, below 2–20% of the Eddington luminosity, are potentially less radiatively-efficient than the high X-ray luminosity states (Koljonen & Russell 2019; Marcel et al., in prep.). As noticed by Koljonen & Russell (2019), these changes of the accretion flow properties could affect the jet launching, and therefore its radio emission properties.

In the JED-SAD model, the accretion power available in the accretion flow,  $P_{\text{acc}} = \frac{GM\dot{M}}{2R_{\text{isco}}} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{isco}}}{r_J} \right)^{1-p} \right]$  (see Sect. 1 for the definition of  $p$  and  $b$ ), is released in three different forms: advection, radiation, and ejection. The first two occur inside the JED, and their sum is defined as  $P_{\text{JED}} = (1 - b)P_{\text{acc}}$ . The ejection power is released in the jets and is defined as  $P_{\text{jets}} = bP_{\text{acc}}$ . We also define the ratio  $\eta_R = L_R/P_{\text{jets}}$  and the ratio  $\eta_X = L_{3-9\text{keV}}/P_{\text{JED}}$  that can be respectively interpreted as the radiative efficiency in the radio and X-ray bands. We report in Fig. 11 the ratio  $\eta_R$  as a function of the ratio  $\eta_X$  for the rising phase (blue points) and the decaying phase (red points) of the outbursts. We highlight in Fig. 11 the observations (labeled a to e) presented in Fig. 2 to mark the chronological evolution along an outburst. Figure 11 mostly depends on the well-constrained mass accretion rate obtained with our fits of each X-ray observations.

The blue points of the rising phases follow a similar trend for all the outbursts with a change in the X-ray and radio radiative efficiency by a factor of  $\sim 4$  and  $\sim 2$ , respectively. In the decaying

<sup>7</sup> In the case of the 2010 outburst, the full triangles are quasi-simultaneous radio fluxes, whereas the empty triangles use the interpolated radio luminosity  $L_R$  computed for all the X-ray observations (see Fig. A.1).



**Fig. 10.** Evolution of the hard X-ray power law index  $\Gamma$  during the four outbursts of GX339-4. *Left:* hard X-ray power law index  $\Gamma$  as a function of the 3–9 keV X-ray luminosity of the pure hard state observations during the four GX339-4 outbursts (data from Clavel et al. 2016). In blue the rising phase and in red the decaying phase. *Right:* histograms of  $\Gamma$ . These distributions are subject to a certain number of observational biases: inclusion of error bars and the number of observations per phase.

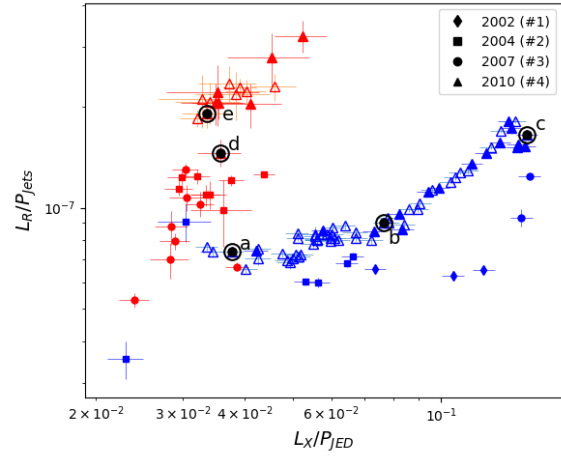
phase, however, each outburst clusters at the same radio and X-ray radiative efficiency. Interestingly, the radio radiative efficiency changes from outburst to outburst, while the X-ray radiative efficiency stays roughly constant at  $\eta_X \sim 3\text{--}4 \times 10^{-2}$ , the lowest values observed in the rising phase. These results indeed suggest a change in the radiative properties of the accretion-ejection structure between the beginning and the end of the outburst, and it is possible that it has some impact on the functional dependency of the radio emission highlighted in this paper. Contrary to the conclusion of Koljonen & Russell (2019), however, the accretion rate does not seem to be the only parameter that controls the evolution of  $\eta_R$ . Looking at outburst 2 and 4 separately,  $\eta_R$  stays roughly constant in the decaying phase of each outburst, whereas  $\dot{m}_{\text{in}}$  varies by at least a factor of 10 (see Fig. 3). In addition, different radio efficiencies are observed between each outburst during the decaying phases even at similar values of  $\dot{m}_{\text{in}}$ . Something else also seems to be at work.

## 5.2. Possible changes in the dynamical ejection properties

The existence of two functional dependencies  $F_R(\dot{m}_{\text{in}}, r_J)$  raises a profound question. Radiative processes in jets are local and are independent of disk parameters such as  $\dot{m}_{\text{in}}$  and  $r_J$ . However, the time evolution  $F_R(t)$  can be quite accurately reproduced with a function of  $(\dot{m}_{\text{in}}, r_J)$ , which shows that global jet parameters do actually depend on them. These parameters, which constitute the jet dynamics, are for instance the magnetic field strength and geometry, the jet collimation degree, the existence of internal shocks or even jet instabilities. Our findings seem therefore to highlight two different jet dynamics.

### 5.2.1. A possible threshold in $\dot{m}_{\text{in}}$

The hard state data sets of the rising and decaying phases used in this analysis do not overlap in terms of accretion rate. Only two out of the 28 radio observations of the rising phases require a mass accretion rate comparable to those observed during the decaying phases. All the others have a higher mass accretion rate than the decaying phases. This is an observational bias due to the difficulties in catching the source as quickly as possible at



**Fig. 11.** Radio emission efficiency ( $L_R = L_{9\text{GHz}}/P_{\text{Jets}}$ ) vs. X-ray emission efficiency ( $L_X = L_{3-9\text{keV}}/P_{\text{JED}}$ ) during the outbursts of GX339-4. The blue points are the rising phases. The red points are the decaying phases. The symbols distinguish the different outbursts: diamonds for 2002, squares for 2004, dots for 2007, and triangles for 2010 (filled for the quasi-simultaneous observations and empty for the interpolated radio fluxes). We highlighted the five observations (labeled a to e) presented in Fig. 2 to provide the chronological evolution of an outburst.

the beginning of the outburst. However, the detected difference in the functional dependency of  $F_R$  could be due to some threshold in  $\dot{m}_{\text{in}}$  that could, in turn, translate into some difference in the way the radio emission scales with the disk parameters. Above the threshold the radio emission would follow Eq. (3), and below the threshold Eq. (4). Given the insufficient number of low accretion rate hard states in the rising phases, our analysis cannot test this possibility. Clearly, more observations are needed to assess this hypothesis.

We do not favor this interpretation, however. The main reason is that the rising and decaying hard states are temporally disconnected. The source stays in the soft state between these two hard-state phases for several months, and thus do not share the same history. The hard states in the rising phase come from a quiescent, already radio emitting state, while the hard states in the decaying phase come from soft radio silent states. This supports a link with the global jet structure (as proposed in Sect. 5.2.2) rather than a threshold in  $\dot{m}_{\text{in}}$ .

### 5.2.2. A change in the dominating ejection process

Since the commonly invoked radiative process is synchrotron, the first thing that comes to mind to explain this difference is the magnetic field strength. The only reasonable assumption to make is that this field is proportional to the field anchored at the JED, which writes (see Marcel et al. 2018b for more details)

$$B_z(r) = (\mu \mu_0 P_{\text{tot}})^{1/2} \simeq \left( \mu \mu_0 P_* \frac{\dot{m}_{\text{in}} r^{-5/2}}{m_s} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

where  $\mu$  is the magnetization,  $m_s$  the accretion Mach number,  $P_* = \dot{m}_{\text{in}} n_s c^2$ , and  $n_s = \frac{1}{\sigma_T R_g}$ . Assuming constant JED parameters  $\mu = 0.5$  and  $m_s = 1.5$  used in our model, we evaluate the magnetic field strength measured in  $r_{\text{isco}}$  at around  $10^8$  G during the outbursts.

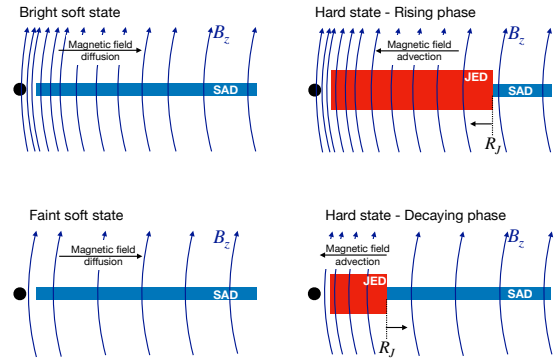


It should be noted that a JED exists within a small interval  $[\mu_{\min}, \mu_{\max}]$  of disk magnetization  $\mu$ , with  $\mu_{\min} \sim 0.1$  and  $\mu_{\max} \sim 0.8$  (Ferreira 1997). The existence of such an interval has led Petrucci et al. (2008) to propose that the hysteresis observed in XrBs could be a consequence of a JED switch-off with  $\mu = \mu_{\min}$  and switch-on at  $\mu = \mu_{\max}$ . In the spectral analysis shown in the present paper, we suppose a constant  $\mu$  since, as shown in Marcel et al. (2018b), the JED spectra are poorly affected by  $\mu$  within the allowed parameter space. However, the possible difference in magnetization between the rising and decaying phase could also have a direct impact on the jet dynamical and radiative properties, explaining the change of the observed radio behavior. According to Eq. (5), a dichotomy of the magnetization  $\mu$  at a given value of the mass accretion rate  $\dot{m}_{\text{in}}$  entails a dichotomy in the magnetic field strength. Thus, the rising phase, switching-off with  $\mu = \mu_{\min}$ , would present a weaker magnetic field strength compared to the decaying phase, switching-on with  $\mu = \mu_{\max}$ . This difference in the magnetic field strength could play a role in the difference of functional dependency of the radio emission. This could also explain the higher radio efficiencies observed in Fig. 11 during the decaying phases (e.g., Casella & Pe'er 2009).

Another possibility could be suggested by the most recent numerical simulations showing that the vertical magnetic field is carried in and accumulates around the black hole (building up a magnetic flux  $\Phi_{\text{bh}}$ ) until the surrounding disk magnetization reaches a maximum value near unity (see, e.g., Tchekhovskoy et al. 2011; Liska et al. 2020). In our view, the inner disk regions are nothing else than a JED driving a Blandford & Payne (BP, Blandford & Payne 1982) jet, although a Blandford & Znajek (BZ, Blandford & Znajek 1977) spine launched at its midst has attracted more attention in the literature<sup>8</sup>. Then another possible explanation for the existence of two functional dependencies for  $F_R(\dot{m}_{\text{in}}, r_j)$  could be that jets are two-component MHD outflows: a BZ spine, tapping into the rotational energy of the black hole, surrounded by a BP jet, tapping into the accretion energy reservoir of the disk. The jet dynamics and subsequent radio emission then depend on the relative importance of these two flows, which can be roughly measured by the ratio of the magnetic flux associated with each component, namely  $\Phi_{\text{bh}}$  for the spine and  $\Phi_{\text{JED}}$  for the outer BP jet. By construction,  $\Phi_{\text{bh}}$  builds upon  $\Phi_{\text{JED}}$  and reaches large values, such as  $\Phi_{\text{bh}} = \Phi_{\text{JED}} / (\langle \dot{M}_{\text{in}} \rangle r_g^2 c)^{1/2} \sim 50$ , only if a large magnetic flux is available initially in the disk (Tchekhovskoy et al. 2011; Liska et al. 2020). The functional dependency on  $r_j$  that we observe for the radio flux in our fits of the rising phase spectra could thus come from the dependency of  $\Phi_{\text{bh}}$  on  $r_j$ .

A simple scenario can then be designed and is sketched in Fig. 12. During the rising hard-state phase,  $r_j$  is initially large and decreases in time (top right). The system comes from a quiescent state and the presence of a JED over a large radial extent allowed the disk to build up a maximum  $\Phi_{\text{bh}}$ . The spine is very important and affects the overall jet dynamics, which translates into a radio flux described by Eq. (3). When the disk magnetization becomes too small, the JED transits to a SAD accretion mode (left, top and bottom). The magnetic field diffuses away, thereby decreasing  $\Phi_{\text{bh}}$ , and no more jets are observed (neither BP nor BZ). As long as the system remains in the soft state, the

<sup>8</sup> The inner disk regions are usually called magnetically arrested accretion disks (MADs) (Narayan et al. 2003; Tchekhovskoy et al. 2011); however, as accurately noted by McKinney et al. (2012), a thin or even slim disk is not arrested. The deviation from Keplerian rotation is only on the order of the disk thickness, and its structure resembles the JED, with a near-equipartition magnetic field.



**Fig. 12.** Sketches of the inner regions of an accretion flow around a black hole during the different phases of the outburst. *Top right:* in the rising hard phase the JED is settled over a large region ( $R_j$  is large), leading to efficient magnetic flux accumulation on the black hole. The radio emission arises from a two-component outflow, made of an important BZ spine surrounded by a BP jet. *Top left to bottom left:* during the soft state there is no more JED, the magnetic field diffuses away, and the BP and BZ jets both disappear. Little or no weak radio emission is expected (jetline). *Bottom right:* in the decaying phase a JED reappears in the innermost region, and the magnetic field advection becomes efficient again. The magnetic flux on the black hole is still weak, and the BZ spine has little or no impact on the jet dynamics and subsequent radio emission.

field keeps on diffusing away until some equilibrium is eventually reached. At some point however the outburst declines, which translates into a decrease in the inner disk pressure, and thus an increase in the disk magnetization. In this decaying phase an inner JED becomes re-ignited inside-out, with its bipolar BP jets, but with a limited magnetic flux available (bottom right). By construction,  $\Phi_{\text{bh}}$  remains small and the BZ spine has a limited impact on the overall jet dynamics. This would translate into a radio flux described by Eq. (4) until the JED is rebuilt over a large enough radial extent.

There are many uncertainties in our different interpretations, since our JED-SAD modeling has its own simplifications. This last scenario is only an attempt to provide an explanation to our puzzling finding. Quite interestingly, it also provides a means of observationally testing it. It relies on the existence of a BZ spine in the case of GX 339-4, which is a black hole candidate. Around a neutron star the invoked scenario of magnetic flux accumulation into the central object clearly should not work. It would therefore be useful to investigate any changes in the radio properties during the rise and decay phases for neutron star binaries.

This scenario may look similar to the ones proposed by Begelman & Armitage (2014) or Kylafis & Belloni (2015) where the presence of a hot inner corona (an ADAF-like accretion flow in both cases) would help in accumulating or creating the required magnetic field that will eventually produce a jet. However, in these two approaches it is not clear why the process would differ between the rising and decaying phases, and how the functional dependency of the radio emission would depend on the ADAF properties. Clearly, more dedicated work should be done in this respect.

### 5.3. Effects of the JED-SAD parameters

In the results shown in this work we use the same values of the JED-SAD parameters  $b$ ,  $m_s$ , and  $p$  as used in M19 and M20. A

detailed study of the JED-SAD parameter space has already been performed (see [Marcel et al. 2018b](#) Sect. 4) and converges on these values in the case of GX 339-4. The parameter  $p$  has almost no spectral impact in the RXTE/PCA energy range (3–25 keV); this can be seen in Fig. 10 of [Marcel et al. \(2018b\)](#) ( $p$  was called  $\xi$  at the time). Thus, we do not expect any variation in the fits. Letting  $p$  remain free would result in an unconstrained parameter. The main impact of the parameters  $b$  and  $m_s$  is a variation of the maximum temperature in the JED, and results in a variation of the high-energy cutoff of the hard X-ray emission. However, the high-energy cutoff is not visible within the RXTE/PCA energy range used in our fitting procedure. We are then unable to constrain these parameters from the data and choose to set them to the same values used by M19 and M20. This also allows us to compare the evolution of the main JED-SAD parameters  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  with the qualitative results obtained by M19 and M20.

However, we study the impact of using other values of  $m_s$ , or  $b$ . The global trend of the parameters is similar, with only slightly different values of  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  (see Figs. D.1 and D.2 in the Appendix). The biggest changes are observed with the different values of  $m_s$ . We thus concentrate on this parameter to see the effect of its value on the  $\alpha$ – $\beta$  contours (see Fig. D.3). The contour plots of the rising and decaying phase vary for different values of  $m_s$ ; however, they are never consistent between each other, leaving our main conclusions unchanged: we need two different functional dependencies between the rising and decaying phases.

## 6. Conclusion

We presented in this paper the first direct fit of the X-ray data of an X-ray binary with our JED-SAD model. We constructed fits format tables that can be used in XSPEC. This includes a reflection table based on the XILLVER reflection model ([Garcia et al. 2013](#)). We applied our model to the X-ray observations of GX339-4, focusing on the “pure” hard-state phases of the four outbursts observed during the RXTE lifetime. We deduced from the fits the temporal evolution of the main parameters of the JED-SAD configurations: the inner accretion rate  $\dot{m}_{\text{in}}$  and the transition radius  $r_J$  between the inner JED and the outer SAD (see Fig. 3). This evolution is in relatively good agreement with the qualitative estimates done by M19 and M20; however, our spectral fit procedure puts much stronger constraints on  $r_J$ .

We were also able to put constraints on the functional dependency of the radio emission with  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  for all outbursts of GX 339-4. Assuming a general radio flux expression  $F_R = \tilde{f} \dot{m}_{\text{in}}^\beta r_J^\alpha$ , we were able to constrain the values of  $\alpha$  and  $\beta$  for the different outbursts. These values appear consistent between the different rising phases or the different decaying phases. However, the rising or high mass accretion rate and decaying or low accretion rate phases solutions differ significantly. In the rising phase the radio emission varies as  $\sim \dot{m}_{\text{in}}^1 r_J^{-0.6}$ , while in the decaying phase the radio emission has a weaker dependency with  $r_J$  and varies as  $\sim \dot{m}_{\text{in}}^{0.9} r_J^{-0.2}$ . While the exact values of the indexes depend slightly on the JED-SAD parameters, the two solutions obtained for the rising and the decaying phases are always mutually exclusive. A significant improvement in the fit of the radio fluxes is obtained by letting the scaling factor  $\tilde{f}$  free to vary between the different phases. The observed variation (up to a factor 2) could correspond to a change in the radiative efficiency of the radio emitting process from outburst to outburst.

We suggest a few explanations for the difference in the functional dependency of the radio emission with  $r_J$  and  $\dot{m}_{\text{in}}$  between the rise and decay phases. A clear understanding is challenging

given the scarce information we have on crucial jet parameters like the magnetic field strength and geometry, the jet collimation degree, the existence of internal shocks, or even jet instabilities. A possible scenario relies on a change of the relative importance of the Blandford & Znajek versus Blandford & Payne processes in the radio emitting process due to the expected evolution of the magnetic field strength in the inner part of the accretion flow.

All results of this paper should be tested on other XrBs and on more recent outbursts of GX339-4. It would be also interesting to see how the case of neutron stars (where no BZ is expected) or objects belonging to the so-called outlier population ([Coriat et al. 2011](#)) would compare with our present results. Especially since the outliers present a steep power index in the radio–X-ray plane at high luminosity, similar to that observed in neutron star binaries. This will be the focus of a forthcoming paper.

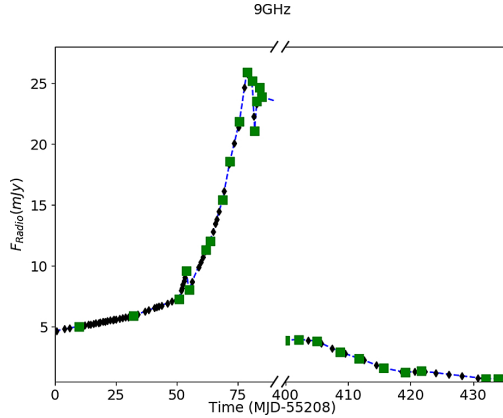
*Acknowledgements.* The authors acknowledge funding support from CNES and the French PNHE.

## References

- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. G. H. Jacoby, & J. Barnes, *ASP Conf. Ser.*, 101, 17
- Begelman, M. C., & Armitage, P. J. 2014, *ApJ*, 782, L18
- Bel, M. C., Rodríguez, J., D’Avanzo, P., et al. 2011, *A&A*, 534, A119
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
- Blandford, R., & Payne, D. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Casella, P., & Pe’er, A. 2009, *ApJ*, 703, L63
- Clavel, M., Rodríguez, J., Corbel, S., & Coriat, M. 2016, *Astron. Nachr.*, 337, 435
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, *A&A*, 359, 251
- Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., & Markoff, S. 2003, *A&A*, 400, 1007
- Corbel, S., Fender, R., Tomsick, J., Tzioumis, A., & Tingay, S. 2004, *ApJ*, 617, 1272
- Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 2500
- Coriat, M., Corbel, S., Prat, L., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 677
- De Marco, B., Ponti, G., Petrucci, P.-O., et al. 2017, *MNRAS*, 471, 1475
- Done, C., Gierlinski, M., & Kubota, A. 2007, *A&ARv*, 15, 1
- Droulans, R., Belmont, R., Malzac, J., & Jourdain, E. 2010, *ApJ*, 717, 1022
- Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, *MNRAS*, 403, 61
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, *ApJ*, 489, 865
- Fabian, A. C., Lohfink, A., Belmont, R., Malzac, J., & Coppi, P. 2017, *MNRAS*, 467, 2566
- Fender, R., & Belloni, T. 2004, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 42, 317
- Ferreira, J. 1997, *A&A*, 319, 340
- Ferreira, J., & Pelletier, G. 1995, *A&A*, 295, 807
- Ferreira, J., Petrucci, P.-O., Henri, G., Saugé, L., & Pelletier, G. 2006, *A&A*, 447, 813
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics*, (Cambridge University Press)
- Fürst, F., Nowak, M., Tomsick, J., et al. 2015, *ApJ*, 808, 122
- Gallo, E., Fender, R. P., & Pooley, G. 2003, *MNRAS*, 344, 60
- Gallo, E., Miller, B. P., & Fender, R. 2012, *MNRAS*, 423, 590
- Gandhi, P., Blain, A., Russell, D., et al. 2011, *ApJ*, 740, L13
- Garcia, J., Dauser, T., Reynolds, C., et al. 2013, *ApJ*, 768, 146
- García, J. A., Steiner, J. F., McClintock, J. E., et al. 2015, *ApJ*, 813, 84
- Haardt, F., Maraschi, L., & Ghisellini, G. 1997, *ApJ*, 476, 620
- Hameury, J.-M., Menou, K., Dubus, G., Lasota, J.-P., & Hure, J.-M. 1998, *MNRAS*, 298, 1048
- Heinz, S., & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, 343, L59
- Islam, N., & Zdziarski, A. A. 2018, *MNRAS*, 481, 4513
- Jacquemin-Ide, J., Ferreira, J., & Lesur, G. 2019, *MNRAS*, 490, 3112
- Jacquemin-Ide, J., Lesur, G., & Ferreira, J. 2021, *A&A*, 647, A192
- Jiang, J., Fabian, A. C., Wang, J., et al. 2019, *MNRAS*, 484, 1972
- Koljonen, K. I. L., & Russell, D. M. 2019, *ApJ*, 871, 26
- Koljonen, K., Russell, D., Fernández-Ontiveros, J., et al. 2015, *ApJ*, 814, 139
- Kylafis, N. D., & Belloni, T. M. 2015, *A&A*, 574, A133
- Laor, A. 1991, *ApJ*, 376, 90
- Liska, M., Tchekhovskoy, A., & Quataert, E. 2020, *MNRAS*, 494, 3656
- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018a, *A&A*, 617, A46

- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018b, *A&A*, **615**, [A57](#)
- Marcel, G., Ferreira, J., Clavel, M., et al. 2019, *A&A*, **626**, [A115](#)
- Marcel, G., Cangemi, F., Rodriguez, J., et al. 2020, *A&A*, in press
- Martocchia, A., & Matt, G. 1996, *MNRAS*, **282**, [L53](#)
- Matt, G., Perola, G., & Piro, L. 1991, *A&A*, **247**, [25](#)
- McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, *MNRAS*, **423**, [3083](#)
- Merloni, A., & Fabian, A. C. 2001, *MNRAS*, **321**, [549](#)
- Miller, J., Reynolds, C., Fabian, A., et al. 2008, *ApJ*, **679**, [L113](#)
- Miniutti, G., & Fabian, A. 2004, *MNRAS*, **349**, [1435](#)
- Motta, S., Belloni, T., & Homan, J. 2009, *MNRAS*, **400**, [1603](#)
- Narayan, R., Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A. 2003, *PASJ*, **55**, [L69](#)
- Parker, M., Tomsick, J., Kennea, J., et al. 2016, *ApJ*, **821**, [L6](#)
- Péault, M., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2019, *MNRAS*, **482**, [2447](#)
- Petrucci, P.-O., Ferreira, J., Henri, G., & Pelletier, G. 2008, *MNRAS*, **385**, [L88](#)
- Petrucci, P. O., Ferreira, J., Henri, G., Malzac, J., & Foellmi, C. 2010, *A&A*, **477**
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, **44**, [49](#)
- Russell, T. D., Soria, R., Miller-Jones, J. C., et al. 2014, *MNRAS*, **439**, [1390](#)
- Scepi, N., Lesur, G., Dubus, G., & Jacquemin-Ide, J. 2020, *A&A*, **641**, [A133](#)
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, **24**, [337](#)
- Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2011, *MNRAS*, **418**, [L79](#)
- Tomsick, J. A., Parker, M. L., García, J. A., et al. 2018, *ApJ*, **855**, [3](#)
- Tremou, E., Corbel, S., Fender, R. P., et al. 2020, *MNRAS*, **493**, [L132](#)
- Wang-Ji, J., García, J. A., Steiner, J. F., et al. 2018, *ApJ*, **855**, [61](#)
- Zanni, C., Ferrari, A., Rosner, R., Bodo, G., & Massaglia, S. 2007, *A&A*, **469**, [811](#)
- Zdziarski, A. A., Gierlinski, M., Mikołajewska, J., et al. 2004, *MNRAS*, **351**, [791](#)
- Zdziarski, A. A., Ziolkowski, J., & Mikołajewska, J. 2019, *MNRAS*, **488**, [1026](#)

## Appendix A: Outburst 4 radio interpolation



**Fig. A.1.** Radio light curve of outburst 4 during its hard states: between MJD 55208 and 55293, and between MJD 55608 and 55646. The green squares are the observed radio data. The blue dashed line is the linearly interpolated function. The black diamonds are the interpolated radio fluxes at the date of the X-ray observations.

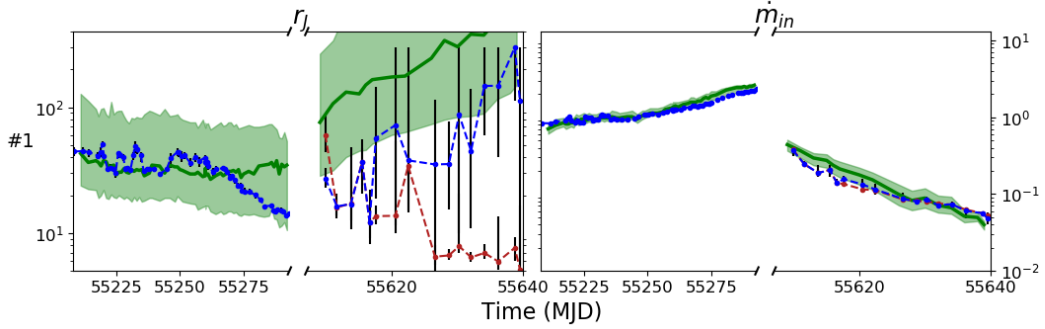
With 80 almost daily X-ray observations and 24 radio flux measurements, the radio–X-ray survey of the hard states of the 2010 outburst of GX339-4 is the best in the available archive of RXTE. Considering the steady jet expected during the hard states of an outburst and the evenly spread radio survey, we opted to linearly interpolate the radio light curve to obtain a radio flux for each X-ray observation. In Fig. A.1 we plot the radio light curve.

## Appendix B: Fitting the decaying phase of outburst 4

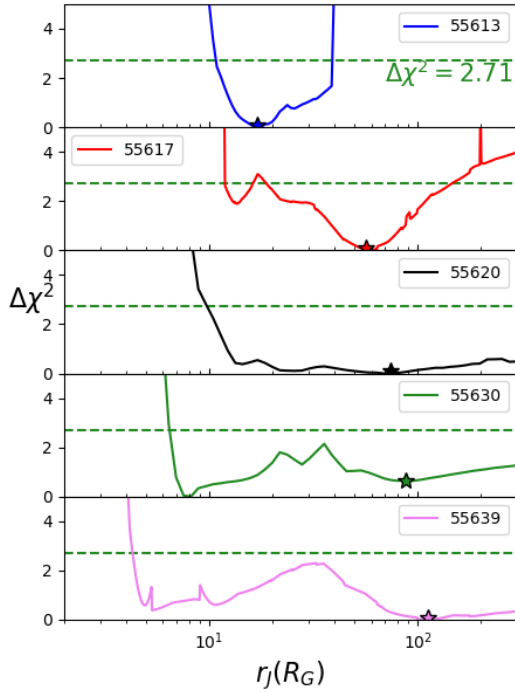
In Fig. B.1 we plot the evolutions of  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  during outburst 4. The blue dashed line represents the final results presented in Fig. 3 used for the study. The red dashed line represents the initial results obtained by our fitting procedure. In this appendix we explain why we rejected the results of this fitting procedure, and how we obtained the final results for the decaying phase of outburst 4 using a maximum likelihood method.

The main disagreement of the fitting procedure with M19 was observed in the decaying phase of outburst 4. The fits yielded quite small values of  $r_J$  ( $\sim 5R_G$ ) and a decrease in the transition radius with time (Fig. B.1, red), which is not expected in the JED-SAD paradigm and in contradiction with the evolution observed by M19, although their constraints are quite large. We report in Fig B.2 the evolution of the  $\chi^2$  statistic along the parameter space of  $r_J$  for a few observations of this decaying phase. These observations show a non-trivial  $\chi^2$  space with multiple local minimums. Most of them presented either a better fit or a statistically equivalent fitting solution at higher  $r_J$ . For some reason, Xspec did not find these solutions even during the error calculations. In Fig. B.3 we represent Markov chain Monte Carlo (MCMC) tests for one of these observations (MJD 55630), starting from the higher (red) and lower (black)  $r_J$  solutions. In both cases, the procedure converged to a reasonable solution within a few steps ( $<5$ ). When starting with the lower  $r_J$  solution, the procedure first explores only the lower  $r_J$  values. It is only after  $\sim 2500$  steps that it explores the higher  $r_J$  solutions, and in the last 1000 steps, both procedures only explore the higher  $r_J$  solution. These higher  $r_J$  solutions were further motivated by the fact that high values of  $r_J$  naturally appear in outbursts 2 and 3 (see Fig. 3). For these different reasons, we set  $r_J$  to this solution for each observation of the decaying phase of outburst 4.

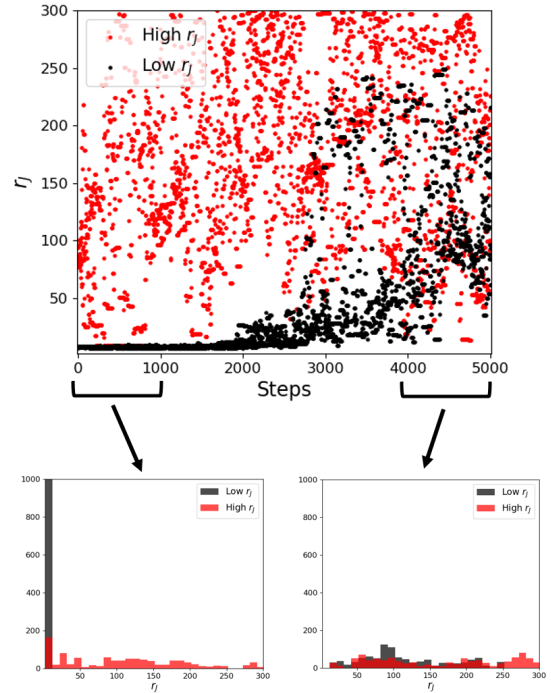
A similar process could have been applied to the decaying phase of the other outbursts; however, the lack of radio flux where similar problems were encountered made this issue non-critical for the rest of the study.



**Fig. B.1.** Results of the fitting procedure for outburst 4. On the left side is shown the transition radius  $r_J$  between the JED and the SAD, on the right side the mass accretion rate  $\dot{m}_{in}$ . Each side is divided horizontally between the rising and decaying phase of each outburst. The green solid line represents the results from M19 and M20, and the green region where their minimization function varies by less than 10% with respect to its minimum. The blue dashed line shows the results presented in Fig. 3 and the black vertical bar the associated 90% confidence range. The red dashed line represents the initial fitting results for the decaying phase of outburst 4.



**Fig. B.2.** Evolution of the  $\Delta\chi^2 = (\chi^2(r_J) - \chi^2_{\min})$  with  $r_J$  for a few observations from the decaying phase of outburst 4. From top to bottom in chronological order: MJD 55613, 55617, 55620, 55630, 55639. The 90% confidence threshold  $\Delta\chi^2 = 2.71$  is shown as a dashed green horizontal line. We indicate with a star the solutions with higher values of  $r_J$  (plotted in red in Figs. 3 and B.1).

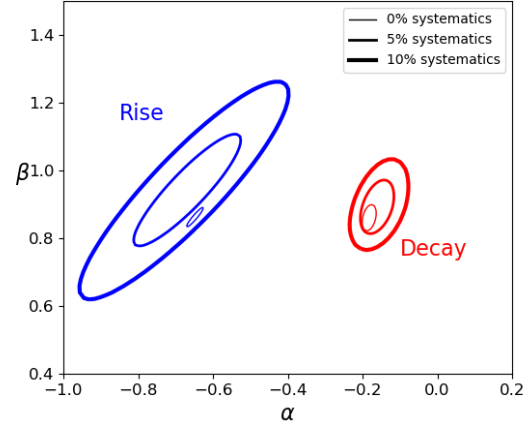


**Fig. B.3.** MCMC procedure for observation 55630 (see the  $\chi^2$  parameter space in Fig. B.2 in green) starting from two different initial priors. In black starting with a lower  $r_J$  prior, in red starting with a higher  $r_J$  prior. Bottom: histograms of  $r_J$  during the first 1000 steps (left) and the last 1000 steps (right). Both procedures explore only the higher  $r_J$  solution.

### Appendix C: Effects of the systematic error

In this section we show the effects of adding systematic errors to our radio fluxes. The reasoning behind this addition is that we accept a 10% error on the reproduction of the radio fluxes. As the  $\chi^2$  statistic gives more weight to the observations with small errors, without systematic errors added the fit is mostly driven by a few fluxes and does not match our quality criterion. Our goal is to reproduce all the radio fluxes within a 10-20% error margin. Adding a systematic error to all fluxes increases the relative weight of the observations with higher uncertainty compared to the ones with low flux error.

However this has a major impact on the size of the confidence contour  $\beta$ - $\alpha$  that we obtain. These contours depend directly on the  $\chi^2$  plane of our parameter space. In Fig. C.1 we plot the confidence contour for a 90% confidence level ( $\Delta\chi^2 = 4.61$ ) for all the rising phase observations (in blue) and for all the decaying phase observations (in red), and for different values of systematic errors added to the radio fluxes (0%, 5%, and 10% depending on the thickness of the line). As expected, the larger the systematic error added, the larger the contour plot, but even with a 10% systematic error the rising phase solution and decaying phase solution are inconsistent.

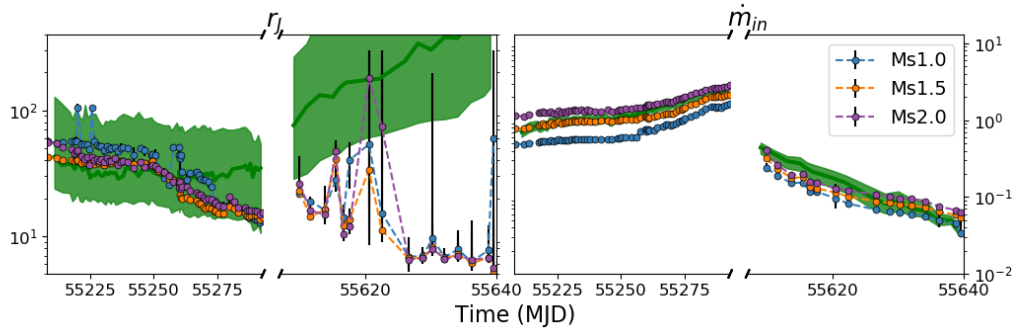


**Fig. C.1.** 90% Confidence contours  $\beta$ - $\alpha$  for different values of systematic error added to the radio fluxes (0%, 5%, and 10%). The thicker the line, the larger the systematic error added. Shown are the contours for all the rising phase observations (in blue) and the contours for all the decaying phase observations (in red).

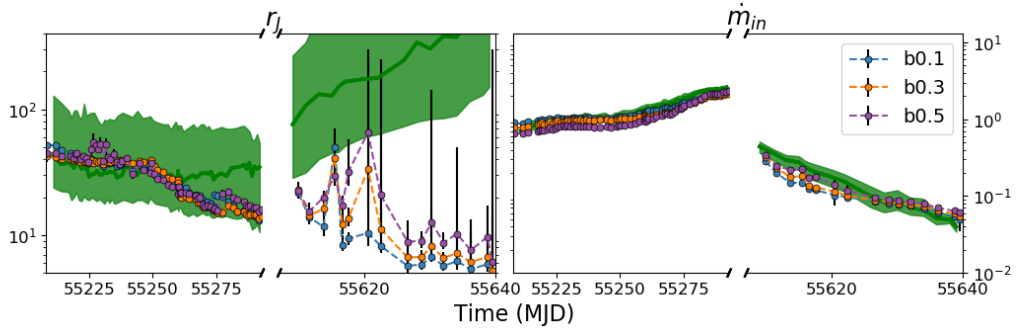
#### Appendix D: Impact of the other JED-SAD parameters

In this study we set the values of the parameters  $m_s$ ,  $p$ , and  $b$  to that used by M19. Marcel et al. (2018a) already performed a study of the parameter space and converged on these values. However, as the main spectral impact of  $m_s$  and  $b$  is a variation of the high-energy cutoff, which is not visible inside the RXTE/PCA energy range, we are faced with unconstrained parameters. In this paragraph we present the same study reproduced using other set values of  $m_s$  and  $b$ . In Figs. D.1 and D.2, we plot the fitting results obtained for different values of  $m_s$  and  $b$ . The global trend of the parameters is similar;

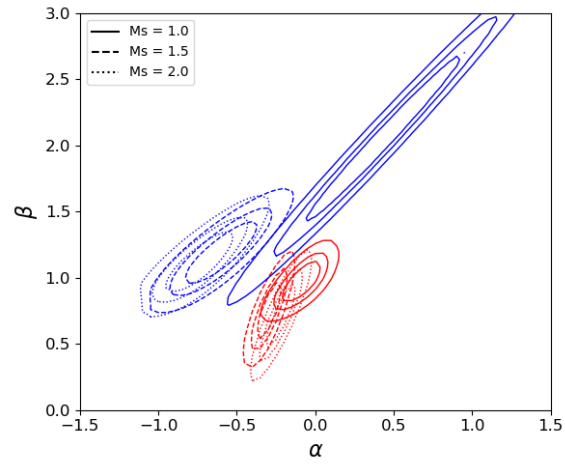
however, the values of  $r_J$  and  $\dot{m}_{in}$  are slightly different. The biggest difference is observed with the different values of  $m_s$ . In Fig. D.3 we plot the corresponding contour regions  $\alpha$ - $\beta$  for the different values of  $m_s$ . For the decaying phase observations, we used the procedure described in Appendix B to obtain the transition radius  $r_J$  for eight quasi-simultaneous observations used for the contour plots. The contours obtained for different values of  $m_s$  are not always consistent with each other. However, in each case the rising phase and decaying phase contours are inconsistent. This implies that we always have two different behaviors for the radio between the rising and decaying phase regardless of the values of  $m_s$  and  $b$  that we use in the fits.



**Fig. D.1.** Results of the fitting procedure for outburst 4. On the left side is shown the transition radius  $r_J$  between the JED and the SAD, on the right side the mass accretion rate  $\dot{m}_{in}$ . Each side is divided horizontally between the rising and decaying phase of each outburst. The green solid line represents the results from M19, and the green region where the minimization function varies by less than 10% with respect to its minimum. The blue, orange, and purple dashed lines show the results of the automatic fitting procedure using different values of  $m_s$  (1.0, 1.5, and 2.0, respectively).



**Fig. D.2.** Results of the fitting procedure for outburst 4. On the left side is shown the transition radius  $r_J$  between the JED and the SAD, on the right side the mass accretion rate  $\dot{m}_{in}$ . Each side is divided horizontally between the rising and decaying phase of each outburst. The green solid line represents the results from M19 and M20, and the green region where the minimization function varies by less than 10% with respect to its minimum. The blue, orange, and purple dashed lines show the results of the automatic fitting procedure using different values of  $b$  (0.1, 0.3, and 0.5, respectively).



**Fig. D.3.** Confidence contours  $\beta$ - $\alpha$  for different values of  $m_s$  used in the fitting procedure of outburst 4: 1.0 (solid line), 1.5 (dashed line), and 2.0 (dotted line). In all cases the rising phase contour and decaying phase contour are inconsistent.



# Time-dependent visibility modelling of a relativistic jet in the X-ray binary MAXI J1803–298

C. M. Wood,<sup>1</sup>★ J. C. A. Miller-Jones,<sup>1</sup> A. Bahramian,<sup>1</sup> S. J. Tingay,<sup>1</sup> T. D. Russell,<sup>2</sup> A. J. Tekarenko,<sup>†3,4</sup> D. Altamirano,<sup>5</sup> T. Belloni,<sup>6</sup> F. Carotenuto,<sup>7</sup> C. Ceccobello,<sup>8</sup> S. Corbel,<sup>9</sup> M. Espinasse,<sup>9</sup> R. P. Fender,<sup>7,10</sup> E. Körding,<sup>11</sup> S. Migliari,<sup>12,13</sup> D. M. Russell,<sup>14</sup> C. L. Sarazin,<sup>15</sup> G. R. Sivakoff,<sup>16</sup> R. Soria,<sup>17,18</sup> and V. Tudose.<sup>19</sup>

<sup>1</sup>International Centre for Radio Astronomy Research, Curtin University, GPO Box U1987, Perth, WA 6845, Australia

<sup>2</sup>INAF, Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, Via U. La Malfa 153, I-90146 Palermo, Italy

<sup>3</sup>Department of Physics and Astronomy, Texas Tech University, Lubbock, TX 79409-1051, USA

<sup>4</sup>East Asian Observatory, 660 N. A‘ohōkū Place, University Park, Hilo, Hawaii 96720, USA

<sup>5</sup>School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Southampton, Hampshire SO17 1BJ, UK

<sup>6</sup>INAF, Osservatorio Astronomico di Brera Via E. Bianchi 46, I-23807 Merate, Italy

<sup>7</sup>Astrophysics, Department of Physics, University of Oxford, Keble Road, Oxford OX1 3RH, UK

<sup>8</sup>Department of Space, Earth and Environment, Chalmers University of Technology, Onsala Space Observatory, SE-439 92 Onsala, Sweden

<sup>9</sup>Université Paris Cité and Université Paris Saclay, CEA, CNRS, AIM, F-91190 Gif-sur-Yvette, France

<sup>10</sup>Department of Astronomy, University of Cape Town, Private Bag X3, Rondebosch 7701, South Africa

<sup>11</sup>Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University, PO Box 9010, NL-6500 GL Nijmegen, the Netherlands

<sup>12</sup>Aurora Technology for the European Space Agency, ESAC/ESA, Camino Bajo del Castillo s/n, Urb. Villafranca del Castillo, 28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

<sup>13</sup>Institut de Ciències del Cosmos (ICC), Universitat de Barcelona (IEEC-UB), Martí i Franquès 1, 08028 Barcelona, Spain

<sup>14</sup>Center for Astro, Particle and Planetary Physics, New York University Abu Dhabi, PO Box 129188, Abu Dhabi, UAE

<sup>15</sup>Department of Astronomy, University of Virginia, 530 McCormick Road, Charlottesville, VA 22904-4325, USA

<sup>16</sup>Faculty of Science, University of Alberta, CCIS 4-181, Edmonton, AB T6G 2E1, Canada

<sup>17</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

<sup>18</sup>Sydney Institute for Astronomy, School of Physics A28, The University of Sydney, Sydney, NSW 2006

<sup>19</sup>Institute for Space Sciences, Atomistilor 409, PO Box MG-23, 077125 Bucharest-Magurele, Romania

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

## ABSTRACT

Tracking the motions of transient jets launched by low mass X-ray binaries (LMXBs) is critical for determining the moment of jet ejection, and identifying any corresponding signatures in the accretion flow. However, these jets are often highly variable and can travel across the resolution element of an image within a single observation, violating a fundamental assumption of interferometric aperture synthesis. We present a novel approach in which we directly fit a single time-dependent model to the full set of interferometer visibilities, where we explicitly parameterise the motion and flux density variability of the emission components. This minimizes the number of free parameters in the fit while leveraging information from the full observation to constrain the motion and variability of transient jet components. This technique allows us to detect and characterize faint, fast-moving sources, for which the standard time binning technique is not adequate. We validate our technique with synthetic observations, before applying it to three Very Long Baseline Array (VLBA) observations of the black hole candidate LMXB MAXI J1803–298 during its 2021 outburst. We measured the proper motion of a discrete relativistic jet component to be  $1.37 \pm 0.14$  mas hr<sup>-1</sup>, and thus we infer an ejection date of MJD 59348.08<sup>+0.05</sup><sub>-0.06</sub>, which occurs just after the peak of a radio flare observed by the Australia Telescope Compact Array (ATCA), while MAXI J1803–298 was in the intermediate state. Further development of these new VLBI analysis techniques will lead to more precise measurements of jet ejection dates, which, combined with dense, simultaneous multi-wavelength monitoring, will allow for clearer identification of jet ejection signatures in the accretion flow.

**Key words:** stars: black holes – X-rays: binaries – stars: individual: MAXI J1803–298 – stars: jets – techniques: high angular resolution – techniques: interferometric

## 1 INTRODUCTION

Relativistic jets launched by black holes are some of the most powerful phenomena in the Universe. By studying jets from low-mass X-ray

★ E-mail: callan.wood@icrar.org

† NASA Einstein Fellow

binaries (LMXBs) within our own Galaxy, we can try to understand how these jets are launched. Together with contemporaneous X-ray observations we can then seek to determine the nature of the relationship between the in-flowing accretion material and the formation of these jets. Observations of black hole LMXBs, which are systems consisting of a stellar-mass black hole accreting matter from a low-mass companion star, have identified a number of accretion states. These states correspond to different configurations of the inflowing and outflowing material, and different X-ray and radio spectral and variability signatures. LMXBs spend most of their time in quiescence, interspersed by occasional bright outbursts, which typically consist of a transition from the rising hard state to the soft state, via intermediate states, followed by a decline and reverse transition back into the hard state (for a review, see [Homan & Belloni 2005](#), and references therein). A typical feature of the hard state is the presence of strong, steady, compact synchrotron-emitting jets. At some point during the state transition, these pre-existing, steady jets are quenched and often, discrete, transient jet ejecta are launched (e.g. [Mirabel & Rodríguez 1994](#); [Tingay et al. 1995](#); [Hjellming & Rupen 1995](#); [Miller-Jones et al. 2012](#)), which can travel with apparent superluminal motion out to large distances (e.g. [Bright et al. 2020](#)). These transient jets are not seen in the subsequent reverse transition back to the hard state ([Fender et al. 2004](#); [Corbel et al. 2004](#)).

The nature of the causal connection between changes in the inner accretion flow and the ejection of transient jets during the state transition has been the focus of many recent studies. Particular X-ray spectral and timing properties that characterise the evolving accretion flow have been suggested as signatures of jet ejection (e.g. [Fender et al. 2009](#); [Miller-Jones et al. 2012](#); [Russell et al. 2019](#); [Homan et al. 2020](#); [Méndez et al. 2022](#)). However, the nature of the association between such signatures and the moment of jet launching is often unclear (e.g. [Miller-Jones et al. 2012](#)). This is due in part to the scarcity of high angular resolution observations of these transient jet ejecta, in combination with the difficulty of measuring the proper motions of jets that exhibit either significant intra-observational variability, or are only detected in a single observation. To clearly identify the specific signatures of changes in the inner accretion flow associated with the launching of transient relativistic jets, we require precise measurements of their ejection dates, accompanied by simultaneous X-ray observations (e.g. [Wood et al. 2021](#)). The angular resolution required to make precise proper motion measurements is only possible with very long baseline interferometry (VLBI).

### 1.1 Very Long Baseline Interferometry

In an interferometer, each pair of telescopes measures a complex visibility, which, according to the van Cittert-Zernike theorem ([van Cittert 1934](#); [Zernike 1938](#)) is an element of the Fourier transform of the sky brightness distribution. Typical VLBI observations can be up to several hours in length, so that as the Earth rotates, the orientations of the separation vectors (the baselines) of the pairs of telescopes projected onto the plane of the sky change. This samples more unique visibilities, increasing the overall sensitivity and quality of the image reconstruction.

Since the complex visibility plane (often called the  $uv$ -plane) can never be completely sampled, the inverse Fourier transform of the visibilities is a convolution of the true sky brightness distribution and the inverse Fourier transform of the sampling function. Many imaging algorithms have been developed with the aim of reconstructing the true sky brightness distribution from the incomplete information. In radio astronomy, the standard technique is the CLEAN algorithm ([Högbom 1974](#); [Schwarz 1978](#); [Clark 1980](#)), which is a deconvolution

technique that represents the sky as a sum of point sources, and attempts to iteratively subtract out the artefacts and side lobes of the sampling function from the inverse Fourier transform of the visibilities.

There is another class of techniques that first attempt to reconstruct a version of the sky brightness distribution, before comparing that reconstruction to the underlying data. Examples of this class of methods are the so called maximum entropy methods (MEM) or regularised maximum likelihood (RML) methods, that try to solve for the best possible image by fitting the image pixels to the data while providing constraints via the use of regularization terms that favour certain features in the image, e.g. entropy, sparsity, or smoothness ([Frieden 1972](#); [Cornwell & Evans 1985](#); [Narayan & Nityananda 1986](#)). These methods are not as popular as the CLEAN algorithm, although in recent years they have gained attention, particular by groups such as the Event Horizon Telescope (EHT) collaboration (e.g. [Chael et al. 2016, 2018](#); [Akiyama et al. 2017](#); [EHT Collaboration et al. 2019](#); [Broderick et al. 2020, 2022](#)).

Another example of this approach is model fitting. In this technique, simple model source components with analytic representations in the Fourier domain (e.g. point sources or Gaussians) are fit directly to the visibilities (e.g. [Shepherd et al. 1994](#); [Martí-Vidal et al. 2014](#)), greatly reducing the number of free parameters in the imaging problem. Historically, model fitting was first used before imaging, with early two element interferometers (e.g. [Fomalont 1968](#)). Model fitting has been used to study transient jets launched by LMXBs, since they are often seen in images as compact point sources or Gaussians (e.g. [Miller-Jones et al. 2019](#)).

One of the fundamental assumptions of VLBI is that over the length of an observation the target source is non-variable. Jets launched by LMXBs can travel across the resolution element of an image in a matter of minutes (e.g. [Wood et al. 2021](#)) and can vary by a significant fraction of their flux density on the same time-scale (e.g. [Miller-Jones et al. 2019](#)), violating this assumption. The simplest solution is time binning (e.g. [Fomalont et al. 2001](#); [Miller-Jones et al. 2019](#)), where the full observation is split into short time bins, within which the source is relatively static, each to be imaged individually. This technique requires the source to be bright enough so that it can be significantly detected in each time bin, since within a single time bin the sensitivity and  $uv$ -coverage are greatly reduced, making this technique difficult for standard LMXB ejecta, which are typically only tens of mJy in brightness.

Recently, more sophisticated techniques have been developed that seek to improve upon the time binning procedure. In [Wood et al. \(2021\)](#) we described a dynamic phase centre tracking technique by which we applied an incremental phase shift to each time bin of an observation before stacking the time bins back together to effectively ‘track’ a jet component with a given proper motion. Other recent developments have been focused on capturing the variability of the super-massive black holes M87\* and Sagittarius A\* in EHT observations (e.g. [Bouman et al. 2017](#); [Johnson et al. 2017](#); [Arras et al. 2022](#)). These approaches aim to extend MEM and RML methods to simultaneously reconstruct images from all of the time bins in an observation, while explicitly enforcing continuity across the full set of images, to leverage information from the entire observation to enhance the quality and sensitivity of each individual image. The further development of techniques that can capture intra-observational variability is key to making more precise measurements of the proper motions and ejection dates of transient jets, and thus determining the causal connection between changes in the inner accretion flow and the launching of relativistic jets in LMXBs.

## 1.2 MAXI J1803–298

MAXI J1803–298 (hereafter J1803) was first discovered as a new X-ray transient in the early stages of an outburst on 1st May 2021 (MJD 59335) by the Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI; Serino et al. 2021) nova alert system. It was quickly localised by both NICER (Gendreau et al. 2021a,b) and *Swift*, the latter of which also detected an optical counterpart (Gropp et al. 2021). Spectroscopy with the Southern African Large Telescope suggested that J1803 was an LMXB (Buckley et al. 2021). NICER, *AstroSat*, and *NuSTAR* X-ray spectral analysis further suggested that J1803 was an accreting stellar-mass black hole, as opposed to an accreting neutron star (Bult et al. 2021; Jana et al. 2021; Xu & Harrison 2021), viewed relatively edge-on, with an inclination above  $70^\circ$ . On May 4th (MJD 59338.9), Espinasse et al. (2021) first detected J1803 at radio wavelengths with MeerKAT. On 11th May (MJD 59345), 10 days after its initial discovery, *AstroSat* detected a state transition of J1803 (Jana et al. 2021), with their observations suggesting that the source had entered the hard-intermediate state. MAXI/GSC was unable to observe J1803 for eight days from 4th May (MJD 59338), but on 12th May (MJD 59346) they also reported that the source was in the intermediate state, with the transition to the soft state occurring on 28th May (MJD 59362; Shidatsu et al. 2022). J1803 remained in the soft state for  $\sim 5$  months, with the reverse soft-to-hard state transition occurring between 13th and 19th October 2021 (MJD 59500–59506; Steiner et al. 2021).

We present the results of a radio monitoring campaign of J1803 during the state transition, with the Very Long Baseline Array (VLBA), the Australia Telescope Compact Array (ATCA), and the Atacama Large Millimeter/Sub-Millimeter Array (ALMA). In order to account for the intra-observational variability of our VLBA observations, we have developed a new model-fitting approach in which we jointly fit a single time-evolving model to all of the visibilities in a single observation, rather than on a time bin by time bin basis. This allowed us to leverage all of the information from a full observation in a single fit to constrain the motion and flux density variability of the detected components. We first demonstrate our validation of this technique with synthetic data sets designed to replicate the typical variability we would expect in our observations, before presenting the results of our application of this technique to our VLBA observations of J1803.

The paper is organised as follows. We describe our observations, calibration, imaging, and model fitting procedure in Section 2. We present the results of this analysis in Section 3. We discuss our results in Section 4 and present our conclusions in Section 5.

## 2 METHODS

### 2.1 Observations and Calibration

#### 2.1.1 VLBA

Following the initial X-ray detection of the outburst (Serino et al. 2021), we observed J1803 with the VLBA as part of the Jet Acceleration and Collimation Probe Of Transient X-Ray Binaries (JACPO T XRB; Miller-Jones et al. 2011) program. We conducted 15 observations between 13th May and 7th June 2021, around and following the peak of the outburst and the state transition. To better characterise the intra-day motions of the evolving jets, nine of these observations were split into two short (1-hour) blocks separated by  $\sim 1$  hour. We also conducted an astrometric observation on 12th November 2021,

following the transition back into the hard state (Steiner et al. 2021). The details of the observations are listed in Table 1.

In epoch A we observed in X-band (8.4 GHz) with a recording rate of 2048 Mbps, with a total bandwidth of 256 MHz split into eight 32-MHz intermediate-frequency (IF) pairs. In the subsequent epochs we observed in the wide-band mode, with a recording rate of 4096 Mbps, yielding a total bandwidth of 512 MHz split into four 128-MHz IF pairs. In epochs B1 to I2, we observed at 8.3 GHz. In epochs J1 to O, we observed using the dual S/X-band dichroic feed, with the first IF pair containing the S-band (2.2 GHz) data and the other three IF pairs containing the X-band (8.2 GHz) data. For these observations we split the data into the two separate bands to calibrate and image separately. In the final observation, epoch P, we observed in the most sensitive C-band (4.9 GHz), aiming to detect J1803 as it faded into quiescence. Alongside the target source, we observed J1743–0350 and 1921–293 as fringe finders, J1803–2748 (Shu et al. 2017) as a phase reference calibrator, and J1752–2956 (Petrov et al. 2006) as a check source. In epochs A and P, we observed geodetic blocks (Reid et al. 2009) for  $\sim 20$  minutes at the beginning and end of the observations to correct for unmodelled tropospheric delays and clock errors. The data were correlated using the DiFX software correlator (Deller et al. 2007; Deller et al. 2011), and calibrated following the standard procedures within the Astronomical Image Processing System (AIPS, version 31DEC22; Wells 1985; Greisen 2003).

#### 2.1.2 ATCA

We observed J1803 using the Australia Telescope Compact Array (ATCA) on 18 dates during its 2021 outburst. Here, we present a subset of these observations between 11th May and 3rd July 2021 (MJD 59345–59398), taken during the rise phase and around the hard-to-soft X-ray state transition. The full data will be presented in Espinasse et al. (in prep.). During these observations, the ATCA was in the 750D, 1.5B, and 6B configurations<sup>1</sup>. On all dates data were recorded at central frequencies of 5.5 and 9 GHz, with a bandwidth of 2 GHz in each frequency band. On 11th May we also observed at 16.7 and 21.2 GHz.

For all observations, we used PKS 1934–638 for bandpass and flux density calibration, and the nearby ( $5.9^\circ$  away) source B1817–254 for phase calibration. Flagging, calibration, and imaging were carried out following standard procedures with the Common Astronomy Software Application (CASA, version 5.1.3; The CASA Team et al. 2022). We imaged using Briggs weighting with a robust parameter of 0 to balance sensitivity and resolution. To measure the flux density of the source, we fit a point source at the source position in the image plane using the CASA task IMFIT, where we used the synthesised beam parameters as the elliptical Gaussian profile to fit to the source. We list this subset of measurements of J1803 in Appendix D

#### 2.1.3 ALMA

J1803 was observed with the ALMA (Project Code: 2019.1.01324.T) on 11th May 2021 (epoch 1; MJD 59345.1951  $\pm$  0.0058, 04:32:40–04:49:27 UTC) and 15th May 2021 (epoch 2; MJD 59349.2442  $\pm$  0.0056, 05:43:33–05:59:51 UTC), for a total on-source observation time of 5.0 minutes per epoch. Data for both epochs were taken in Band 3, at a central frequency of 98.5 GHz. The ALMA correlator

<sup>1</sup> [https://www.narrabri.atnf.csiro.au/operations/array\\_configurations/configurations.html](https://www.narrabri.atnf.csiro.au/operations/array_configurations/configurations.html)

**Table 1.** VLBA observation log for the 2021 JACPOt campaign on MAXI J1803–298, under project code BM509. MJD denotes the mid-time of each observation, and its uncertainty reflects the observation duration.

Epoch	Date (dd/mm/yy)	MJD	Time (UTC)	Frequency (GHz)	Bandwidth (MHz)	Spectral State <sup>†</sup>
A	13/05/21	59347.41 ± 0.08	07:45–11:44	8.4	256	Intermediate
B1	14/05/21	59348.36 ± 0.02	08:13–09:13	8.3	512	Intermediate
B2	14/05/21	59348.47 ± 0.02	10:42–11:42	8.3	512	Intermediate
C	15/05/21	59349.41 ± 0.04	08:54–10:53	8.3	512	Intermediate
D	16/05/21	59350.44 ± 0.04	09:35–11:34	8.3	512	Intermediate
E1	18/05/21	59352.34 ± 0.02	07:42–08:42	8.3	512	Intermediate
E2	18/05/21	59352.45 ± 0.02	10:12–11:12	8.3	512	Intermediate
F1	19/05/21	59353.33 ± 0.02	07:23–08:23	8.3	512	Intermediate
F2	19/05/21	59353.45 ± 0.02	10:23–11:23	8.3	512	Intermediate
G	21/05/21	59355.44 ± 0.04	09:30–11:30	8.3	512	Intermediate
H1	22/05/21	59356.33 ± 0.02	07:26–08:26	8.3	512	Intermediate
H2	22/05/21	59356.41 ± 0.02	09:26–10:26	8.3	512	Intermediate
I1	23/05/21	59357.35 ± 0.02	07:52–08:52	8.3	512	Intermediate
I2	23/05/21	59357.43 ± 0.02	09:52–10:52	8.3	512	Intermediate
J1 <sup>‡</sup>	28/05/21	59362.30 ± 0.02	06:48–07:48	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
J2 <sup>‡</sup>	28/05/21	59362.43 ± 0.02	09:47–10:47	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
K1 <sup>‡</sup>	30/05/21	59364.34 ± 0.02	07:40–08:40	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
K2 <sup>‡</sup>	30/05/21	59364.42 ± 0.02	09:39–10:39	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
L1 <sup>‡</sup>	31/05/21	59365.31 ± 0.02	06:51–07:51	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
L2 <sup>‡</sup>	31/05/21	59365.39 ± 0.02	08:51–09:50	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
M1 <sup>‡</sup>	01/06/21	59366.29 ± 0.02	06:32–07:32	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
M2 <sup>‡</sup>	01/06/21	59366.38 ± 0.02	08:32–09:32	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
N <sup>‡</sup>	03/06/21	59368.35 ± 0.08	06:24–10:24	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
O <sup>‡</sup>	07/06/21	59372.34 ± 0.08	06:09–10:08	2.2 / 8.2	128 / 384	Soft
P	12/11/21	59530.90 ± 0.08	19:38–23:37	4.9	512	Hard

<sup>†</sup> (Steiner et al. 2021; Shidatsu et al. 2022)

<sup>‡</sup> Observations made using the dual S/X-band dichroic feed.

was set up in the Frequency Division Mode (FDM) to yield  $4 \times 2$  GHz wide base-bands, each with  $1920 \times 0.976$  MHz channels, and a 6.0-second correlator dump time. During our observations, the array was in its Cycle 7 C6 configuration, with 44/45 antennas on 2021 May 11/15. We reduced and imaged (with natural weighting to maximize sensitivity) the data within the Common Astronomy Software Application package (CASA v6.2; The CASA Team et al. 2022), using standard procedures outlined in the CASA Guides for ALMA data reduction<sup>2</sup>. We used J1924–2914 as a bandpass/flux calibrator, and J1752–2956 as a phase calibrator. Flux densities of the source were then measured by fitting a point source in the image plane (with the `imfit` task). MAXI J1803–298 was not detected on 11th May 2021, with a  $3\sigma$  upper limit of  $1.5 \text{ mJy bm}^{-1}$ , but was clearly detected on 15th May 2021 with a flux density of  $7.42 \pm 0.03 \text{ mJy bm}^{-1}$ . The non-detection and high RMS noise on 2021 May 11 was most likely due to the non-ideal weather conditions (high average precipitable water vapor of 4.2 mm on 2021 May 11, compared to 0.8 mm on 2021 May 15).

## 2.2 VLBA Imaging

We first imaged our VLBA data within AIPS using the CLEAN algorithm. On the days when there were multiple observations, we imaged each of these epochs separately, before concatenating them to increase sensitivity and  $uv$ -coverage, since they were separated by a short amount of time. We refer to these concatenated epochs

by their first letter (e.g. epochs B1 and B2 became epoch B). J1803 is close ( $\sim 4^\circ$ ) to the Galactic centre, and thus the longer baselines were affected by scattering due to the dense, turbulent interstellar medium, resulting in angular broadening. In order to recover images with a resolution that matched the effective resolution of the angularly broadened data, we applied a Gaussian  $uv$ -taper with 30% power at 50 mega-wavelengths (the typical maximum baseline of these observations was 150–250 mega-wavelengths). While we tried many  $uv$ -taper sizes, we chose this  $uv$ -taper to maximize the recovered flux density in the images by suppressing the scattered long baselines, while not compromising the image quality by removing too many inner baselines. Thus, the resolution, as marked in the lower left corner of the final images (Fig. 1), is larger than in typical VLBA observations. We observed J1803 using the best fitting position from the *Swift*/XRT localisation (Gropp et al. 2021), although we shifted the phase centre of all of the observations to align with the centroid position of the compact component detected in epoch A. We were only able to reliably detect J1803 in epochs A, B, and C, likely the result of the transient jet ejecta adiabatically expanding and fading as they became resolved out. We henceforth focus on these three observations. We were unable to perform any self calibration to improve the significance of our detections, since the source was too faint in all of our VLBA epochs.

## 2.3 Time-dependent Visibility Model Fitting

Following our basic characterisation of the images in AIPS, we successfully fit elliptical Gaussian model components directly to the complex visibilities in DIFMAP for each of the three VLBA epochs.

<sup>2</sup> <https://casaguides.nrao.edu/index.php/ALMAGuides>

The signal to noise was too low in each of these epochs to split the individual observations into time bins to track the intra-observational variability of the detected components. While model fitting is able to reduce the number of free parameters in the imaging problem relative to algorithms like CLEAN, this approach is still limited by having to perform model fitting on multiple individual time bins in order to detect motion and flux density variability. To overcome this issue, and to constrain the nature of the intra-observational variability in our VLBA data, we have developed a new model fitting approach in which we fit a single time-evolving model to the full set of visibilities from an observation.

By parameterising the motion and flux density variability of modelled emission components, we are able to leverage information from all of the time bins in a single fit, rather than having to individually fit distinct models to each of the separate time bins. Since transient jets often appear in images as compact point sources or Gaussians, we are able to use these simple emission profile models, which have analytical representations in the visibility domain. We therefore fit these simple models directly to the time-stamped interferometric visibilities. We can allow any of the parameters that describe these model components (e.g. position, size, flux density) to be time-dependent, and explicitly parameterise their variability with analytic expressions that are included in the model. We can then predict the time-varying visibilities of our model and compare these to the measured visibilities of our observations, to fit these time-variable models directly to the underlying data without requiring any Fourier transforms.

In this work, we fit the position of the source components (modelled as circular Gaussians) with a ballistic (i.e. constant velocity) model, in a polar coordinate system. While later-time deceleration of jet ejecta has been seen (e.g. [Espinasse et al. 2020](#)), on these scales, a constant velocity model is adequate. Our equations of motion for the position of the source at time  $t$  were therefore,

$$\Delta x(t) = [x_0 + \dot{x}(t - t_0) \sin(\theta)] \cos \delta, \quad (1)$$

and

$$\Delta y(t) = y_0 + \dot{y}(t - t_0) \cos(\theta), \quad (2)$$

where  $\Delta x(t)$  and  $\Delta y(t)$  are the positions of the component, relative to the phase centre of the observations, in the directions of Right Ascension (RA) and Declination (Dec.), respectively;  $x_0$  and  $y_0$  are the fit positions of the source at the beginning of the observation, relative to the phase centre;  $t_0$  is the time at the beginning of the observation;  $\dot{x}$  is the proper motion of the fitted source,  $\theta$  is the position angle on the sky along which the model component moves in °East of North; and  $\delta$  is the declination of the source. The phase centre of the observations was shifted to align with the centroid position of the component detected in the image of epoch A. In our model, we allowed the flux density to vary linearly as,

$$F(t) = F_0 + \dot{F}(t - t_0), \quad (3)$$

where  $F_0$  is the flux density of the source at the beginning of each observation and  $\dot{F}$  is its derivative. We can easily make this model more sophisticated by adding further degrees of freedom to account for variability in other model parameters, for example by allowing for expansion. However, in this work we only consider simple models that evolve linearly with time in position and flux density, due to the low signal to noise and particularly sparse  $uv$ -coverage of our observations. Therefore our fit parameters for this model (and associated units) are  $x_0$  (mas),  $y_0$  (mas),  $\dot{x}$  (mas hr<sup>-1</sup>),  $\theta$  (deg.),  $F_0$  (mJy),  $\dot{F}$  (mJy hr<sup>-1</sup>), and the full-width half maximum angular size of the circular Gaussian component,  $\theta_{\text{FWHM}}$  (mas).

In order to perform parameter estimation for these time-evolving

models, we used the framework of Bayesian inference (see [van de Schoot et al. 2021](#), for a primer on Bayesian inference). Due to the phase referencing, we assumed that the data were well calibrated and thus were not corrupted by incorrect station-based complex gains, and instead only considered thermal noise. Since the thermal errors on complex visibilities are Gaussian ([Thompson et al. 2017](#)), we used a Gaussian likelihood in our parameter estimation. We describe our model formalism and application of Bayesian inference in the visibility domain in Appendix A. Station-based complex gains could be included in the model as fitted parameters, or could even be avoided completely by the use of calibration-independent closure quantities as the data products (e.g. [Chael et al. 2018](#)); however we do not consider that in this work. In order to explore the posterior probability distribution to estimate the best fitting model parameters, we used the Bayesian inference algorithm nested sampling ([Skilling 2006](#)) implemented in the DYNESTY<sup>3</sup> ([Speagle 2020](#)) Python package. Nested sampling is well suited for our model fitting requirements, given its ability to efficiently traverse multi-modal posterior distributions. We used the python library EHT-IMAGING<sup>4</sup> ([Chael et al. 2018](#)) for the handling of our UVFITS data and for pre-processing. Our implementation is available via GitHub<sup>5</sup>.

### 2.3.1 Validation with Synthetic Data

Before applying this new approach to our VLBA observations of J1803, we first validated our technique with synthetic data sets. We generated these synthetic data within eht-imaging, by calculating model visibilities according to the  $uv$ -coverage of epoch A, and applying thermal noise. We used eht-imaging to generate synthetic observations with a broad range of model parameters to verify the validity of our approach. We included models with both elliptical and circular Gaussian components with fixed size and shape over the length of the observation. We also generated models in which the component was stationary, to confirm that with our radial parameterisation we would be able to identify stationary components. We also generated synthetic observations with model components that were variable in size. We show the marginal and joint posterior probability distributions of the fits to two example synthetic data sets in Appendix B. We found that in all of our simulations we were able to reliably recover the input model parameters with our model fitting, in both the high and low signal-to-noise regimes, including when components are stationary.

### 2.3.2 Application to VLBA Observations

Following our validation, we applied our technique to the VLBA observations of J1803. For all of our model fitting on J1803 we averaged the data to 60 seconds, to try to improve the signal to noise of the measured visibilities and to increase the speed of convergence. For both epochs A and B we fit a model consisting of a single Gaussian component with ballistic motion, and linearly varying flux density. While we tested models on synthetic data sets with both elliptical and circular Gaussians, we found that when working with the real data, we were unable to reliably constrain models consisting of an extended elliptical Gaussian component. This was likely due to the source being faint and the sparse  $uv$ -coverage, and so we chose to use circular Gaussian source models, reducing the number of

<sup>3</sup> <https://github.com/joshspeagle/dynesty>

<sup>4</sup> <https://achael.github.io/eht-imaging/>

<sup>5</sup> <https://github.com/Callan612/MAXI1803-Model-Fitting>

free parameters. We similarly found that we were unable to reliably constrain any models that allowed for expansion of the Gaussian components, and thus we kept the size of the Gaussian components constant.

We experimented with a range of models for epoch C. We tried to fit a model similar to the models in epochs A and B, however we found that we were unable to constrain a reliable and informative solution. We also tried a range of models that included fixing the flux density, the position angle, and the size of the component in epoch C, however we were unable to constrain any reliable models that included motion of the component. We therefore fit a static circular Gaussian with linearly varying flux density.

In epoch B, where we found evidence of motion of a jet component, we placed a weakly informative Gaussian prior on the position angle along which the component could move, based on our initial imaging. We also checked that the posterior distribution did not differ significantly when we used a uniform prior on the position angle. We placed Gaussian priors on the positions of the components based on their positions in the initial images. We placed uniform priors on all other parameters. We list the priors on all of our parameters in Table C1. We show the marginal and joint posterior probability distributions of our fitted parameters in Appendix C. We report our best fit parameters as the median of the marginal posterior distribution, with the  $1\sigma$  uncertainties taken as the range between the median and the 16th/84th percentile.

#### 2.4 X-ray Data

We also analyze available X-ray data on J1803 to track the evolution of the outburst, as an auxiliary source of information guiding the interpretation our VLBA observations. This includes publicly available light curves from MAXI/GSC<sup>6</sup> (Matsuoka et al. 2009), and *Swift*/BAT<sup>7</sup> (Krimm et al. 2013), along with data from *Swift*/XRT.

We reduced *Swift*/XRT data and extracted a light curve in the 0.3–10 keV band for J1803 using HEASOFT (v6.29) and the UK *Swift* Science Data Centre online platform<sup>8</sup> (Evans et al. 2007, 2009). For extraction, we used the source coordinates from Gropp et al. (2021) and binned the light curve by averaging per each individual observation. Hardness was calculated as the ratio between count rate in the 1.5–10 keV band over that in the 0.3–10 keV band.

### 3 RESULTS

#### 3.1 Validation Examples

We describe two of our synthetic observations to demonstrate the capability of our model fitting technique. We used model parameters that are similar to the parameters that we found best described our real observations of J1803. First we demonstrate the model fitting results for a circular Gaussian moving with a proper motion of  $1 \text{ mas hr}^{-1}$ , along the  $y$ -axis ( $\theta = 0^\circ$ ). Fig. B1 shows the joint and marginal posterior probability distributions for the fit to this synthetic data set with the true model parameters overlaid. In all but two parameters, the model fitting is able to recover the true parameter values within a  $1\sigma$  credible interval, and in all of them within  $2\sigma$ .

We also demonstrate the model fitting results for an identical circular Gaussian, but with no motion. Fig. B2 shows the joint and

marginal posterior probability distributions for this fit. The key identifier for a lack of motion in the source is in the marginal posterior for  $\dot{r}$ , which is consistent with having a mode at the boundary value of zero. In the case where there is no motion, the position angle  $\theta$  along which the component moves should be uniformly distributed. In the high signal-to-noise case we found this to be true, however there is a clear structure in the marginal posterior distribution for  $\theta$  as seen in Fig. B2. This is likely the result of the sparse  $uv$ -coverage and poor signal to noise of the simulated observation. Motion on the plane of the sky manifests in the data as a change in the slope of the phase of the complex visibilities. When the signal is faint and the  $uv$ -coverage is sparse, as is the case with this synthetic observation, it is harder to constrain motion along the direction in which the  $uv$ -coverage is most sparse, resulting in the structure in the posterior distribution for  $\theta$  seen in Fig. B2. This is analogous to imaging, where the shape and orientation of the resolution element of the image (which is described by the restoring beam) is determined by the distribution of the  $uv$ -coverage, which results in poorer resolution in the direction in which the  $uv$ -coverage is most sparse. Synthetic data sets generated with more complete  $uv$ -coverage and higher signal to noise showed a marginal probability distribution for  $\theta$  that was much more uniform.

#### 3.2 VLBA Images and Model Fitting

We present, in Fig. 1, our CLEAN images and a visualisation of our model fitting results for epochs A, B, and C. In Table 2 we detail the results of our model fits. We discuss the identification and behaviour of these VLBA components in Sections 4.2 and 4.3. The image of Epoch A consisted of a single compact source with a peak intensity of  $1.2 \pm 0.1 \text{ mJy/beam}$ , where the uncertainty is the  $1\sigma$  statistical uncertainty reported by the AIPS task JMFIT. In epoch A we allowed for a moving circular Gaussian, however we found that the marginal posterior probability distribution for  $\dot{r}$  was consistent with having a mode at zero, with a  $1\sigma$  credible upper limit on the motion of the component in epoch A being  $\dot{r} < 0.48 \text{ mas hr}^{-1}$ . The marginal posterior probability distribution for  $\theta$  (Fig. C1) is not uniform and shows two peaks, the narrowest and largest at  $\sim 150^\circ$  east of north and a small but broader peak at  $\sim 10^\circ$  east of north. The posterior probability in between these peaks is non-negligible. The bi-modal peaks of this posterior distribution approximately correspond to the position angle of the CLEAN synthesised beam, i.e. the directions along which the  $uv$ -coverage is more sparse. This is identical to the behaviour seen in the synthetic observation described in Section 2.3.1, suggesting that this component is most likely stationary. The best fit location of this component was,

$$\text{RA (J2000)} = 18^{\text{h}}03^{\text{m}}2^{\text{s}}.79178 \pm 0.00003,$$

$$\text{Dec. (J2000)} = -29^\circ49'49''.41220^{+0.00008}_{-0.00007}$$

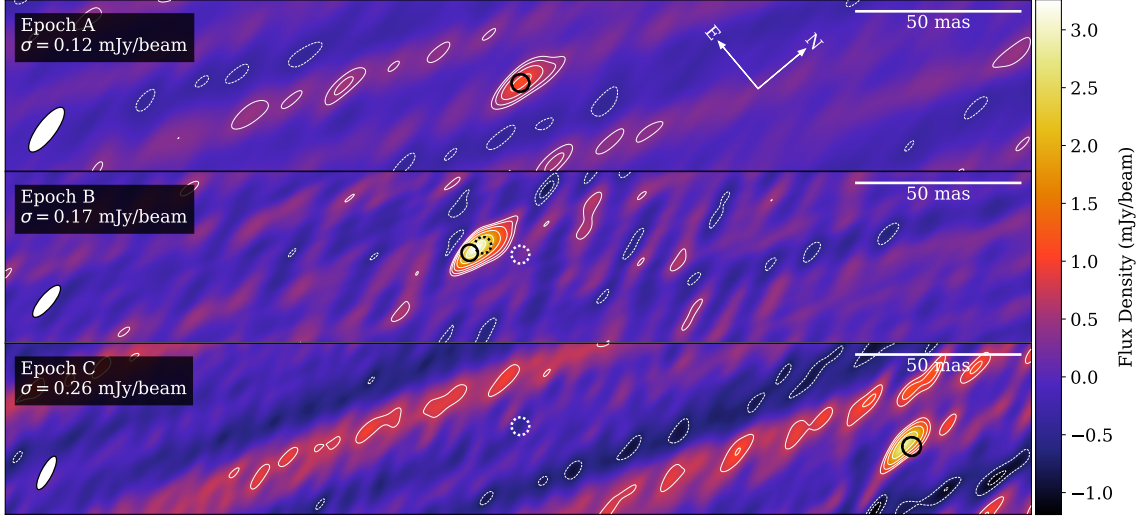
While we found the component in epoch A was most likely stationary, it was rapidly rising in flux density, with  $F_0 = 0.76^{+0.19}_{-0.18} \text{ mJy}$  and  $\dot{F} = 0.59 \pm 0.12 \text{ mJy hr}^{-1}$ . The circular Gaussian component had a full-width half-maximum of  $5.2^{+0.5}_{-0.4} \text{ mas}$ . We tried splitting epoch A in half, and performed model fitting on each half independently, and found that we were able to consistently constrain the lack of motion and the rapid rise in flux density of the source in both halves of the observation. This epoch was the faintest of the three epochs, however it enjoyed the most sensitivity due to its observation duration.

In the image of epoch B, we found a single component  $\sim 10 \text{ mas}$  to the south-east (to the left in the rotated image) of the component in epoch A. It was also slightly extended with an asymmetric flux density distribution skewing towards the south-east. The peak intensity

<sup>6</sup> <http://maxi.riken.jp/>

<sup>7</sup> <https://swift.gsfc.nasa.gov/results/transients/>

<sup>8</sup> [https://www.swift.ac.uk/user\\_objects/](https://www.swift.ac.uk/user_objects/)



**Figure 1.** Images from epochs A, B, and C. Images have been rotated  $50^\circ$  clockwise (see arrows in the first panel), and all share the same colour scale as marked by the colour bar on the right. In the lower left corner of each image, a white ellipse marks the synthesised beam. The contours in each image are  $\pm\sigma \times (\sqrt{2})^n$  mJy/beam for  $n = 3, 4, 5, 6, \dots$ , where  $\sigma$  is the rms noise indicated in top left of each image. The black marker in the top panel shows the best fit location of a circular Gaussian in epoch A, which showed evidence that it was stationary. We plotted this same position with a white marker in the subsequent epochs. The dotted black marker in the second panel shows the best fit position of a moving circular Gaussian at the start of epoch B, and the solid black marker shows the position of the circular Gaussian at the end of the epoch. In the third panel we mark the position and size of the best fitting static circular Gaussian component with a black circle, since we were unable to constrain the motion of the component in this epoch. These plots do not capture the uncertainties associated with the model fits. The parameters of these model fits are listed in Table 2. There is evidence of motion of a jet component in epoch B, while our fits suggest the component in epoch A is the core of J1803. In epoch C we were unable to reliably constrain the motion of the component, however it does appear at a significant separation from the assumed core position, suggesting it is also a jet component. We discuss the identification and behaviour of these VLBA components in Sections 4.2 and 4.3.

**Table 2.** Best fitting model parameters. The reported value is the median of the marginal posterior distribution and uncertainties are the  $1\sigma$  credible intervals. The positions  $x_0$  and  $y_0$  are given relative to the phase centre, which was shifted to centre on the centroid position of the component in the image of epoch A, at the coordinates, RA (J2000) =  $18^{\text{h}}03^{\text{m}}2.79177^{\text{s}}$ , and Dec. (J2000) =  $-29^{\circ}49'49.41300''$ .

Epoch	$F_0$ (mJy)	$\dot{F}$ (mJy hr $^{-1}$ )	$x_0$ (mas)	$y_0$ (mas)	$\theta_{\text{FWHM}}$ (mas)	$\dot{r}$ (mas hr $^{-1}$ )	$\theta$ ( $^\circ$ )
A	$0.76^{+0.19}_{-0.18}$	$0.59 \pm 0.12$	$0.19^{+0.4}_{-0.5}$	$0.9^{+0.8}_{-0.7}$	$5.2^{+0.5}_{-0.4}$	$< 0.48 (3\sigma)$	-
B	$5.1^{+0.3}_{-0.2}$	$-0.02 \pm 0.1$	$10.72 \pm 0.13$	$-5.8 \pm 0.3$	$4.4 \pm 0.2$	$1.37 \pm 0.14$	$168^{+3}_{-4}$
C	$6.0 \pm 0.3$	$-0.2 \pm 0.3$	$-89.82^{+0.09}_{-0.08}$	$84.59^{+0.16}_{-0.15}$	$5.5 \pm 0.2$	-	-

of the component was  $4.0 \pm 0.2$  mJy/beam. In epoch B we found evidence of motion in our model fitting, with  $\dot{r} = 1.37 \pm 0.14$  mas hr $^{-1}$  at a position angle of  $168 \pm 4^\circ$  east of north. The position angle along which the components in epochs A, B, and C lie is approximately  $135^\circ$  east of north. The full-width half-maximum of the Gaussian component in epoch B was  $4.4 \pm 0.2$  mas. Epoch B had the longest lever arm in time to detect motion, since in epoch A we observed geodetic blocks at the beginning and end of the observation. Epoch B, however, enjoyed less sensitivity than epoch A since it was comprised of two  $\sim 1$  hour long epochs separated by a  $\sim 1.5$  hour gap.

The image of Epoch C consisted of a single component 118 mas away from the component in epoch A, to the north-west (right in the rotated image). Similar to epoch B, the component also appeared to be slightly resolved, although not as extended as the source in epoch B. It had a peak intensity of  $3.8 \pm 0.3$  mJy/beam. Since we were unable

to adequately converge on a solution for a moving circular Gaussian component, we fit a single static circular Gaussian with a full-width half-maximum of  $5.5 \pm 0.2$  mas, at a separation of  $122.0^{+1.9}_{-1.7}$  mas from the component in epoch A at a position angle of  $313.9^{+0.8}_{-0.6}$  east of north. As marked in the images, the best model fit position of the source is  $\sim 4$  mas further away from component A than the component in the image. It is unclear why this is the case, although it could be because of some faint, extended, asymmetric emission which we cannot detect in the imaging but can constrain in the model fitting. The image of epoch C contains some bright fringes with a direction and angular separation consistent with originating from the shortest baseline (LA-PT), possibly hinting at the existence of some larger extended emission that is only detected on the shortest baseline. The image of epoch D was dominated by this fringing, and we were unable to detect any compact source structure, which may

be the result of the component in epoch C expanding and only being detected on this shortest baseline. In epoch C, the circular Gaussian component had a full-width half-maximum size of  $5.5 \pm 0.2$  mas. The model fits for epoch B and epoch C were both consistent with having flat light curves, unlike epoch A where we saw a rapid rise in the flux density of the source over the length of the observation. Epoch C was the shortest and least sensitive of the three epochs in which J1803 was clearly detected, which could explain why we were unable to constrain a time-evolving model with motion.

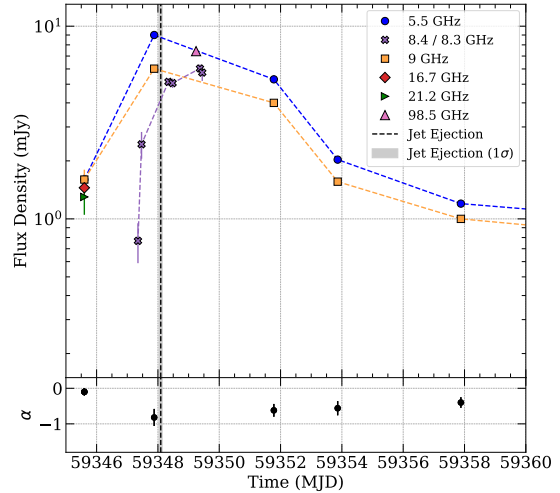
By stacking all of the observations of J1803 in the soft state (MJD 59362–59500; Shidatsu et al. 2022), we were able to put a  $3\sigma$  upper limit on the flux density of the core in the soft state of  $< 0.097$  mJy (at 8.2 GHz). In the final observation, epoch P, we were unable to detect the core of the system in the hard state with a  $3\sigma$  upper limit of 0.105 mJy (at 4.9 GHz).

### 3.3 Radio and X-ray Light Curves

In Fig. 2 we show the radio flare at the peak of the outburst, observed in both our ATCA and VLBA observations. Since we fit a linearly evolving flux density model to our VLBA observations, we plot the flux density at the beginning and end of each of the three VLBA epochs in which the source was detected. In the same figure we also show the evolution of the spectral index,  $\alpha$  ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ), over the ATCA observations. In the first ATCA observation at the beginning of the radio flare, the source spectrum was flat ( $\alpha = -0.1 \pm 0.1$ ). In the second ATCA observation, J1803 reached its peak flux density at both 5.5 and 9 GHz, and had the steepest spectrum, with  $\alpha = -0.8 \pm 0.2$ . The source then began to fade, with the spectral index flattening gradually but remaining negative. In the first ATCA observation, there was no evidence of intra-observational variability over the length of the observation. In the second observation, which lasted for  $\sim 1.5$  hours, both the 5.5 and 9 GHz flux densities were rising steadily, from 8.6/5.5 mJy to 10.0/6.3 mJy (5.5/9 GHz), suggesting that this observation did not correspond to the true peak of the radio flare. We also include the ALMA epoch 2, 98.5 GHz flux density measurement, which occurred very close to the VLBA epoch C observation. In Fig. 4, we show the image of the ALMA epoch 2, with the positions of the components from the VLBA epochs A, B, and C marked on top. The position of the unresolved component detected by the ALMA is consistent with the position of the component detected in the VLBA epoch C. We split the ALMA epoch 2 into 30 second time-bins, which revealed the source had an approximately constant flux density over the length of this observation, which was consistent with the flat flux density profile of the nearby VLBA epoch C.

The VLBA observations provided denser sampling of the flux density of J1803 around the peak of this flare than the ATCA observations, with epoch A showing rapid intra-observation brightening at 8.4 GHz, just prior to the peak of the ATCA radio flare. Our model fitting revealed no significant intra-observational flux density evolution in VLBA epochs B and C. J1803 was in the intermediate state for the entirety of the time-span shown in Fig. 2.

In Fig. 3 we show the full ATCA light curves with the ALMA and VLBA measurements, accompanied by the *Swift*/BAT, *Swift*/XRT, and MAXI/GSC 1-day averaged light curves of J1803 around the peak of the outburst and the state transition. In the ATCA light curves we observed a re-brightening following the initial radio flare, beginning at  $\sim$  MJD 59365 and peaking on MJD 59384.8. During this period of re-brightening, we did not detect any emission from a compact core or transient radio jet in our VLBA observations.



**Figure 2.** ATCA, ALMA, and VLBA light curves of the radio flare of MAXI J1803–298. The top panel contains the flux density measurements of our ATCA and VLBA observations. For the VLBA observations, we fit models where the flux density varied linearly, so we plot the flux density at the beginning and end of each observation. The bottom panel shows the spectral index calculated from the ATCA observations. The dashed vertical line and surrounding grey region mark the inferred ejection date of component B (see Section 4.3). The ejection occurs after the peak of the radio flare and the spectral steepening measured by the ATCA. Just prior to this peak, the VLBA light-curves show that the flare is rapidly rising.

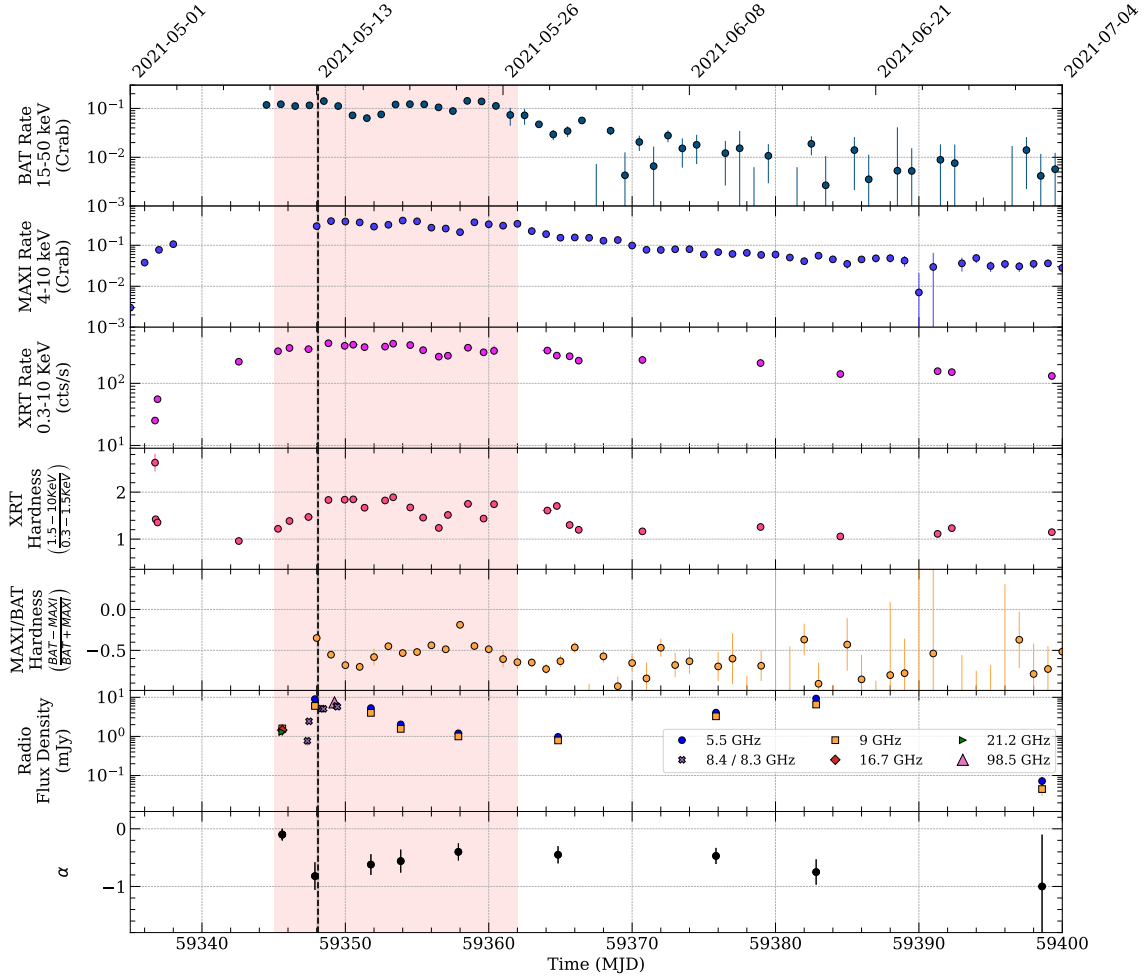
## 4 DISCUSSION

We have developed and implemented a new model fitting technique in which we fit time-varying model components directly to the visibilities of an interferometric observation, where we explicitly parameterise the evolution of the components. We first verified this technique with synthetic observations, before applying it to three VLBA observations of J1803 during its 2021 outburst. We next discuss this new technique, the results of our modelling of the VLBA observations, and the interpretation of these results within the context of the overall outburst of J1803. This context includes our ATCA monitoring, which observed a radio flare around the peak of the outburst, and observations in the X-ray band, which probed the evolution of the inner accretion flow.

### 4.1 Visibility Model Fitting

Our model fitting approach extends the traditional model fitting implementations of software like DIFMAP (Shepherd et al. 1994) or UVMULTIFIT (Martí-Vidal et al. 2014) by parameterising the variability and motion of model components over a full observation. In this way we were able to leverage information from a full observation to constrain this variability. Model fitting approaches have captured the variability of jets launched by LMXBs, for example in V404 Cygni. However, Miller-Jones et al. (2019) performed their model fitting separately on each individual time bin. This was possible for V404 Cygni because all of the individual components were bright ( $10^1$ – $10^3$  mJy) point-like sources. Our new approach is similar in premise to the new time-resolved imaging techniques developed to create movies from EHT observations of the super-massive black





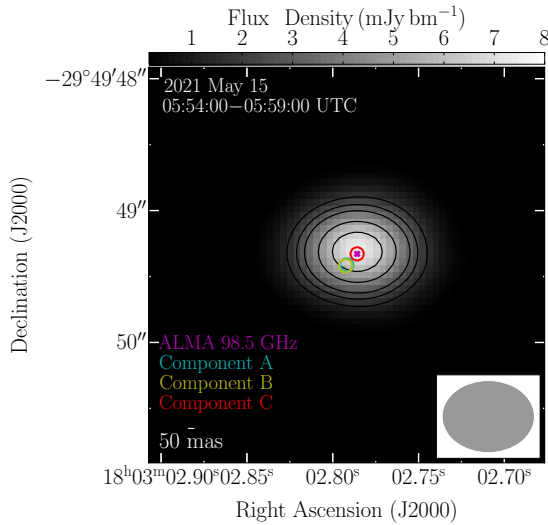
**Figure 3.** X-ray and Radio light curves surrounding the peak of the outburst of MAXI J1803–298 and the subsequent state transition. The reverse transition is not included in the time range of this figure. The top three panels contain the light curves from the *Swift*/BAT, MAXI/GSC, and *Swift*/XRT telescopes, respectively (Shidatsu et al. 2022). The next two panels show the XRT hardness ratio and the MAXI/BAT hardness ratio. The final two panels show the same ATCA and VLBA light curves and the associated spectral indexes as shown in Fig. 2, extended to show the evolution of the ATCA light curves over the full state transition and the first few weeks of the soft state. The dashed vertical line marks the inferred ejection date of component B (see Section 4.3). The uncertainty is roughly the same as the width of the dashed line, and is marked by the thin grey region. The red shaded region shows the period during which MAXI J1803–298 was in the intermediate state, between the initial hard state and the soft state. Following the initial radio flare and ejection of the jet, there is a long term radio re-brightening.

holes M87\* and Sgr A\*, which seek to leverage information from the full observation to enhance the quality of each time-binned image by enforcing or parameterising continuity between time bins (Bouman et al. 2017; Johnson et al. 2017; Arras et al. 2022). Rather than trying to perform a full pixel-by-pixel image reconstruction, as these techniques do, we parameterise our data with simple model components, which greatly reduces the number of free parameters in the reconstruction. The use of these simple models is physically motivated, since transient jets launched by LMXBs often appear as point sources or compact Gaussian components in VLBI images. We therefore do not require the more sophisticated image reconstructions

that have been developed to account for the complex turbulent flows and asymmetry in objects such as M87\* and Sgr A\*.

We validated our technique using synthetic observations that were designed to replicate the typical source behaviour and variability we see in observations of jets from LMXBs. We found that we were able to reliably recover the input model parameters for a range of different synthetic data sets.

With our initial CLEAN imaging we were able to measure the locations, sizes and flux densities of discrete components in our observations. However we were unable to characterise the variability of these components, since the signal-to-noise of the observations



**Figure 4.** ALMA image of MAXI J1803–298 from 15th May 2021 (MJD 59349.2442 ± 0.0056), observed at 98.5 GHz. The ellipse in the lower right corner marks the synthesized beam. The positions of the components detected in the VLBA epochs A, B, and C, marked by the coloured circles and labelled components A, B, and C, respectively. The purple cross marks the centroid position of the point source component detected in the ALMA image. This position is consistent with the position of component C.

was too low, and the  $uv$ -coverage was too sparse for time binning, even with standard model fitting within DIFMAP. With our new model fitting approach, we have been able to measure the proper motions of the components in epochs A and B by fitting a ballistic proper motion model, as well as measuring the flux density evolution of the components in epochs A, B, and C, by fitting a linear model. We were unable to fit more complicated models, including models with acceleration/deceleration, non-linear flux density evolution, elliptical Gaussian components, or expanding Gaussian components, due to the sparse  $uv$ -coverage and low signal-to-noise of the observations. In observations with more complete  $uv$ -coverage and higher signal-to-noise, we could in future extend our technique to include these more sophisticated models. For consecutive observations where the same components are detected multiple times, we could even use this technique to perform a single fit across multiple observations. In the case of J1803, the measured positions and proper motions (or lack thereof) for the different components in the three VLBA observations in which we have a detection suggest that they are distinct.

#### 4.2 Identification of VLBI Components

From our VLBI imaging and model fitting, we have identified three separate components in epochs A, B, and C, which we will refer to as components A, B and C, respectively. Based on our model fitting and imaging we identify the three components as follows.

Our modelling suggested that component A is most likely stationary, and is rapidly rising in flux density. Given its apparent lack of motion, its compact structure, its presence towards the beginning of the outburst, and the fact that component B is approximately moving away from its position, we suggest that this component is likely the core of the system. It is not clear if the radio emission is originating

from a compact, steady jet prior to it becoming quenched in subsequent epochs, or if the rapidly rising flux density originates from the rise of radio emission from slow-moving transient ejecta. While we suspect that component A is the core, we were unable to confirm the position of the core with any other observations. In epoch P, we were unable to detect the core of the system in the hard state, nor were we able to detect the core by stacking together all of the epochs in which there were non-detections. No other instrument that observed J1803 provides enough angular resolution to give an independent confirmation of the location of the core. Our only constraint on the position of the core of the system is therefore our measured position in epoch A, given in Section 3.

Component B is a jet moving away from the location of the core, which we believe to be component A. We note that the direction of the motion of component B does not point directly back to component A. It is not clear if this is due to some misalignment between the images, some directional bias in the modelling introduced by the non-uniform nature of the  $uv$ -coverage, or if component A is truly not the core. We also note that the markers plotted on top of the images in Fig. 1 do not capture the uncertainty of the model fits. If component A is not the core, then our only constraint on its position is that it should be along the axis of the motion of component B, in the opposite direction.

Although we were unable to constrain the motion of component C (or lack thereof), we suggest it is most likely a jet, given its transient nature, and its position  $\sim 120$  mas away from component A approximately opposite from the direction in which component B moves. Our failure to constrain models that parameterised the motion of component C is likely the result of the low signal-to-noise ratio of the observation as well as the fact that the jet was starting to become resolved out during this epoch.

#### 4.3 Behaviour of the Jets

##### 4.3.1 Ejection of Component B

Assuming that the stationary component in epoch A marks the location of the core, we can track the motion of component B back to its origin at the core and infer its ejection date. Since the motion of component B does not point directly to the position of component A, we take the so called ‘ejection date’ to be the time at which component B is closest to component A. We note that without knowledge of the core position (i.e., if component A is not the core), we cannot perform this analysis. Under this assumption, we therefore calculate an ejection date of MJD 59348.08 $^{+0.05}_{-0.06}$ , which was  $6^{+1.4}_{-1.2}$  hours before the beginning of epoch B, confirming that this jet component was not present in epoch A. We mark this date in the light curves of Figs. 2 and 3. This ejection date occurs just after the peak of the radio flare measured by ATCA, however since the ATCA observations were sparse, and since the flux density was steadily rising during the ATCA observation at the peak of the outburst, this date likely does not correspond to the true peak of the radio flare of J1803. The ATCA observation on this date showed the steepest spectral index, which is a signature of the presence of an expanded, optically thin radio jet. The rise phase in the radio flares seen at the state transition of LMXBs is usually attributed to the adiabatic expansion of an optically thick synchrotron emitting plasma cloud, with the radio flare peaking as the self-absorbed synchrotron turnover of the adiabatically expanding plasma clouds moves through the observing band and the jet becomes optically thin (e.g. Tetarenko et al. 2019a; Fender & Bright 2019; Bright et al. 2020). Another model for these flares is the shock-in-jet model (e.g. Jamil et al. 2010; Malzac 2014),

in which jet material is accelerated by internal shocks as it collides downstream with previously ejected, slowing moving jet material. In these models the rise and peak of these radio flares usually lags the ejection of the jet material.

An *AstroSAT* observation on MJD 59345–59346 suggested that J1803 was already in the intermediate state (Jana et al. 2021), and spectral analysis of MAXI/GSC observations suggested that the transition from the intermediate state to the soft state occurred between MJD 59361 and MJD 59362 (Shidatsu et al. 2022). This implies that the ejection of component B occurred while J1803 was in the intermediate state and not during the transition from the hard state to the intermediate state, or from the intermediate state to the soft state. The timing of this ejection is consistent with the current view of state transitions and the ejection of transient jets in LMXBs, where transient jets are launched during the intermediate state as the source transitions from the hard state to the soft state (e.g. Fender et al. 2004; Corbel et al. 2004; Fender et al. 2009; Miller-Jones et al. 2012; Russell et al. 2019; Homan et al. 2020; Wood et al. 2021; Carotenuto et al. 2021). In the 1-day averaged X-ray light curves of J1803 (Fig. 3), we see an increase in the *Swift*/XRT hardness ratio following the ejection of component B. The 15–50 keV *Swift*/BAT light curve also shows a slight jump in intensity following the ejection of component B. This is followed by a multi-day decrease in intensity in the 15–50 keV *Swift*/BAT light curve, while the 4–10 keV MAXI/GSC intensity remains steady. Given the data gaps and low statistics in the X-ray coverage around this inferred ejection date, it is difficult to identify any clear accretion signatures associated with the ejection of component B.

One such accretion signature, that has been associated with the ejection of transient jets, are low-frequency quasi-periodic oscillations (QPOs) seen in X-ray observations (see Ingram & Motta 2019, for a review of low frequency QPOs). At the beginning of an outburst, type-C QPOs are usually present, which eventually disappear and are often replaced by type-B QPOs, which are thought to be related to the ejection of transient jet material (Fender et al. 2009; Miller-Jones et al. 2012; Russell et al. 2019). Recently, Wood et al. (2021) showed that the ejection of transient jet material in MAXI J1820+070 occurred contemporaneously with the switch from type-C to type-B QPOs.

Observations with *AstroSat* on May 11th and 12th 2021 (MJD 59345 and 59346) revealed the temporal and spectral properties of J1803 were evolving as the source transitioned from the hard-intermediate state to the soft-intermediate state (Jana et al. 2022). Around MJD 59346.4, Jana et al. (2022) observed a distinct change in the QPO frequency, which was followed by a decrease in the QPO strength at the end of the observation (MJD 59346.7). A type-C QPO was observed in J1803 by the Hard X-ray Modulation Telescope (*Insight*-HXMT Zhang et al. 2020) with the Medium Energy (ME) instrument (5–30 KeV) on MJD 59346.4, but not in the next observation on MJD 59346.6 (Yingchen Xu priv. comm.). This change in the QPO properties and eventual disappearance of the type-C QPO occurred approximately 36–40 hours prior to our inferred ejection date for component B.

#### 4.3.2 Jet Kinematics

We have identified component B as a jet and suggest that component C is most likely a jet travelling in approximately the opposite direction. It is not immediately clear if B and C are bipolar counterparts, or if they originate from two separate single-sided ejection events. Assuming a distance of 8 kpc to J1803 (based on its proximity to the Galactic centre), the apparent velocity of component B projected

on the plane of the sky is  $1.52 \pm 0.16c$ , where  $c$  is the speed of light. Relativistic jets can have apparently super-luminal motion as a result of projection effects of a sub-luminal source moving towards us with sufficient speed and inclination (e.g. Mirabel & Rodríguez 1994; Bright et al. 2020; Carotenuto et al. 2021).

If the proper motions of intrinsically symmetric bipolar relativistic jets can be measured, then the intrinsic velocity and inclination angle can be calculated (Mirabel & Rodríguez 1994). If the distance to the source is not known, an upper limit on the distance can be computed by assuming a jet speed of  $\beta = 1$  and an inclination of  $90^\circ$ , yielding,

$$d_{\max} = \frac{c}{\sqrt{\mu_{\text{app}}\mu_{\text{rec}}}}, \quad (4)$$

(Fender 2003). In the case of J1803, the distance to the source is unknown, and we were only able to measure the motion of component B. However, since we were able to determine the ejection time of component B (under the assumption that component A was the core), we can try assuming that component C is the bipolar counterpart to component B, and thus was ejected at the same time, giving a proper motion of  $3.96^{+0.16}_{-0.17} \text{ mas hr}^{-1}$ . This proper motion is larger than the proper motion of component B, which would make it an approaching counterpart to a receding component B. We then calculate a value of  $d_{\max} = 3.10 \pm 0.17 \text{ kpc}$ . Again, we note that if component A is not the core of the system, we are unable to put any constraints on the motion of component C. Given the proximity of J1803 to the Galactic centre, the fact that it is scattered by the dense ISM, and that it is reasonably faint, this distance upper limit seems to be too low, which suggests that component C is likely not an approaching counterpart to a receding component B, and may not have been ejected at the same time as component B. For this distance upper limit to be closer to the expected 8 kpc, assuming components B and C are symmetric counterparts, the proper motions of components B and C must be lower, and thus they must have been ejected much earlier, which could invalidate the assumption that component A was the core. If these components were ejected earlier they would still need to be consistent with being ejected during the intermediate state, since it is unlikely that the transient jets were launched during the hard state. We note that J1803 is located close to the centre of Baade’s Window (Baade 1946) and thus the presence of a bright (15.82 magnitude) optical counterpart detected by *Swift*/UVOT (Gropp et al. 2021) does not necessarily suggest that J1803 cannot be located close to the Galactic centre.

Based on the inconsistency of the calculated upper distance to J1803 with components B and C as symmetric counterparts to the assumed distance close to the Galactic centre, as well as the misalignment of the motion of component B with the position angle of the jet axis drawn between components A and C by  $33^{+3}_{-4}^\circ$ , components B and C are unlikely to be symmetric bipolar counterparts, and are instead more likely to be single-sided ejecta. Without a symmetric counterpart for either components B or C, it is impossible to conclusively say whether or not either are approaching us or receding from us. Since relativistic jets will be Doppler boosted, if we only see a single jet component then it is likely approaching us. This is difficult to explain in these observations since B and C appear on opposite sides of the core, meaning they cannot both be approaching unless there is a large-scale Lense-Thirring precession of the jet axis. There is some evidence of precession of the jet axis, since the model fit for component B suggested that its position angle was misaligned with the position angle of the jet axis drawn between components A and C by  $33^{+3}_{-4}^\circ$ . Precession of the jet axis has been seen before, such as in V404 Cygni (Miller-Jones et al. 2019), SS 433 (Hjellming & Johnston 1981), and GRO 1655–40 (Hjellming & Rupen 1995),

with precession cone half opening angles of  $\sim 18^\circ$ ,  $\sim 20^\circ$ , and  $\sim 2^\circ$ , respectively.

If there is no large scale precession of the jet axis, and components B and C are not bipolar counterparts, this may hint to some intrinsic asymmetry in the system. Although it is often assumed that jet ejections are symmetric, this assumption may not be generally true (Fendt & Sheikhnezami 2013). This could be due to an intrinsic asymmetry in the inner accretion flow and jet launching mechanism, or an asymmetry in the surrounding ISM with which the jet material interacts. One-sided jets have been observed before, such as in V404 Cygni (Miller-Jones et al. 2019), but just as in this case, it is not clear if this was the result of Doppler boosting, asymmetry in the surrounding ISM, or an intrinsic asymmetry of the jets themselves.

As the jets moved away from the core they expanded, eventually becoming resolved out. In epoch C, we saw that there was some extended emission that was only detected on the shortest baseline, likely the result of the expansion of the jet component. Comparing the VLBA flux density of component C with the interpolated ATCA flux density at 9 GHz in Fig. 2 suggests that the VLBA measurement in epoch C was consistent with or even above the interpolated ATCA 9GHz flux density. We applied the VLBA epoch C flux density decay rate ( $\dot{F}$ ) to the ALMA epoch 2 flux density measurements (both directly and by scaling the timescale according to the van der Laan plasmon model (van der Laan 1966) which causes the higher frequencies to decay quicker) to predict the ALMA flux density at the time of the VLBA epoch C observation. This revealed an approximately flat spectral index at the time of epoch C, which indicates that we likely captured close to the peak of the flux density of the component in our VLBA images.

Figure 1 shows a small discrepancy between the position of component C from the imaging and the modelling. We suggest that this is likely caused by a faint, extended, and asymmetric region of flux density that is resolved out in the imaging but is detected by our modelling. Another possibility is that the phase calibration in this epoch was poor due to the low elevation of the source. This would most affect the long baselines, which were suppressed in our imaging by the  $uv$ -taper, but were not excluded from our modelling. By epoch D, the jet seen in epoch C had expanded and become almost completely resolved out, with only a small amount of emission being detected by the innermost baseline. We were unable to detect jets in any subsequent epochs, despite the ATCA light curves showing that the system was well above our VLBA detection threshold for the entire duration of the May/June monitoring campaign. This suggests that the emission was resolved out in our VLBA observations due to this expansion. While we know that the jets were expanding, we were unable to fit models that explicitly parameterised this expansion within each of the VLBA observations, likely due to the low signal-to-noise ratio and sparse  $uv$ -coverage of the observations.

While we fit the full-width half-maximum size of the circular Gaussian components, it is difficult to use these to reliably measure the expansion speed and opening angle of the jets. With only a single size measurement for each of the three distinct components, we cannot disentangle their intrinsic size from the scattering kernel that is responsible for the angular broadening of the components. We also found that component B was smaller than component A, which may suggest in-homogeneity in the scattering screen, since if A is the core, it should be more compact than the jet, component B. We can, however, use the size and separation of components B and C from the core, to place upper limits on the jet opening angle,  $\theta_j$ , of  $\theta_j < 20^\circ$  and  $\theta_j < 2.5^\circ$  with components B and C respectively. This upper limit from component C is unreliable, since we suspect that there is further extended emission that is resolved out by the VLBA.

Jet opening angles have only been constrained for a number of black hole X-ray binaries (see e.g. Stirling et al. 2001; Miller-Jones et al. 2006; Rushton et al. 2017; Tetarenko et al. 2017; Tetarenko et al. 2019b; Espinasse et al. 2020; Chauhan et al. 2021; Tetarenko et al. 2021). Measurements of jet opening angles range from  $0.4$ – $1.8^\circ$  in the compact jet of Cygnus X-1 (Tetarenko et al. 2019b) to  $\sim 58^\circ$  in XTE J1908+094 (Rushton et al. 2017), although we note that Rushton et al. (2017) suggested that this number is derived from the lateral expansion of the jet lobe and thus the jet opening angle is likely smaller. Our constraints on the jet opening angle of J1803 are in agreement with the typical range of measurements of the jet opening angle for other black hole X-ray binaries.

Following the transition from the intermediate state to the soft state ( $\sim$  MJD 59362; Shidatsu et al. 2022), the ATCA light curve showed a gradual rebrightening. Our VLBA monitoring continued through to the beginning of the rise phase of this secondary flare, and our lack of a detection of any newly ejected jet material leads us to conclude that this re-brightening was likely the result of one of the by then expanded, resolved out jet components interacting with the inhomogeneous ISM downstream (e.g. Russell et al. 2019; Espinasse et al. 2020; Bright et al. 2020; Carotenuto et al. 2022).

#### 4.4 Behaviour of the Core

Since we do not detect the core in epoch B, and assuming that component A is the core of J1803, we can constrain the time period during which the core switched off to be between MJD 59347.49 and MJD 59348.34. We constrained the ejection date of component B to be within this period of time, however it is not clear if the quenching of the compact jet in the core coincided with the ejection of component B. In H1 743-322, Miller-Jones et al. (2012) observed that the quenching of the compact radio jet emission occurred during or immediately after the ejection of transient ejecta. In J1803, following the ejection of component B, the compact radio core was quenched for the remainder of the intermediate state and into the soft state. We were unable to detect the reestablishment of the radio core in our VLBA observations.

In epoch A, we observed the core to be rapidly rising in flux density at the beginning of the radio flare prior to the ejection of component B. As discussed in Section 4.3.1, the rise of these radio flares is often attributed to either the expansion of a jet or the acceleration of jet material as it moves away from the launch site or the formation of internal shocks, and thus the rise generally is expected to lag the ejection of the jet material. The rapid rise in epoch A could be due to a sudden brightening of the compact jet prior to the ejection of component B, the adiabatic expansion of a much slower moving optically thick jet component close to the core, or internal shocks in jet material deposited close to the core of J1803. If component A is not the core, its rapid rise could be attributed to the evolution of an isolated, slow moving jet component, which may be seen later as either component B or C. We note that this component would have to undergo some acceleration prior to epoch B for this to correspond to component B. We cannot rule out that this may be a slow-moving component C present in epoch A, since we have no constraints on the motion of component C.

## 5 CONCLUSIONS

We have developed a new model fitting approach by which we fit a continuous time-evolving model directly to the visibilities of

an interferometric observation to parameterise and constrain intra-observational variability. We validated our technique with synthetic observations before applying it to three VLBA observations of the candidate black hole LMXB MAXI J1803–298 during its May 2021 outburst.

With traditional imaging techniques we were able to locate a single discrete component within each epoch. However, due to the sparse  $uv$ -coverage and low signal to noise of these observations we were unable to perform time binning to capture any intra-observational variability. With our new model fitting approach, we were able to constrain the flux density variability of all three components, and constrain the proper motions of the components within the first two epochs. Based on our model fits we suggest that the component in the first epoch is a rapidly rising but stationary core, and the components in the second and third epochs are two distinct transient jets. We measured the proper motion of the jet in the second epoch to be  $1.37 \pm 0.14 \text{ mas hr}^{-1}$ . Based on the assumption that the component seen in the first epoch is the core of the system, we were able to infer the ejection date of the jet component from the second epoch to be MJD  $59348.08_{-0.06}^{+0.05}$ . This occurred during the peak of the outburst, while MAXI J1803–298 was in the intermediate state.

New VLBI imaging and model fitting techniques, like the one described here, are key for obtaining better constraints on the motions and inferred ejection dates of transient jets launched by LMXBs. With more precise ejection dates, coupled with dense, simultaneous X-ray monitoring and multi-wavelength radio coverage, we will be able to more clearly identify signatures of jet ejection, which will allow us to better understand the nature of the causal connection between changes in the inner accretion flow and the ejection of relativistic jets in black holes.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. This work made use of the Swinburne University of Technology software correlator, developed as part of the Australian Major National Research Facilities Programme and operated under licence. The ATCA is part of the Australia Telescope National Facility, which is funded by the Australian Government for operation as a National Facility managed by CSIRO. This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2019.1.01324.T. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. This work made use of data supplied by the UK *Swift* Science Data Centre at the University of Leicester. This research has made use of the MAXI data provided by RIKEN, JAXA and the MAXI team. TDR acknowledges financial contribution from the agreement ASI-INAF n.2017-14-H.0. AJT acknowledges support for this work was provided by NASA through the NASA Hubble Fellowship grant #HST-HF2-51494.001 awarded by the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., for NASA, under contract NAS5-26555. FC acknowledges support from the Royal Society through the Newton International Fellowship programme (NIF/R1/211296). The authors wish to recognize and acknowledge the very significant cultural role and reverence that the summit of Maunakea has always had within the indigenous Hawaiian community. We are most fortunate to have

the opportunity to conduct observations from this mountain. We also acknowledge the Gomeri people as the traditional custodians of the ATCA observatory site.

#### DATA AVAILABILITY

The data used in this work are available via reasonable request to the corresponding author. Our implementation of the time-dependent model fitting is available via GitHub<sup>9</sup>.

#### REFERENCES

- Akiyama K., et al., 2017, *ApJ*, **838**, 1  
 Arras P., Frank P., Haim P., Knollmüller J., Leike R., Reinecke M., Enßlin T., 2022, *Nature Astronomy*, **6**, 259  
 Baade W., 1946, *PASP*, **58**, 249  
 Bouman K. L., Johnson M. D., Dalca A. V., Chael A. A., Roelofs F., Doeleman S. S., Freeman W. T., 2017, arXiv e-prints, p. arXiv:1711.01357  
 Bright J., et al., 2020, *Nature Astronomy*, **4**, 697  
 Broderick A. E., Pesce D. W., Tiede P., Pu H.-Y., Gold R., 2020, *ApJ*, **898**, 9  
 Broderick A. E., et al., 2022, *ApJ*, **930**, L21  
 Buckley D. A. H., Brink J., Charles P. A., Groenewald D., 2021, *The Astronomer's Telegram*, **14597**, 1  
 Bult P. M., et al., 2021, *The Astronomer's Telegram*, **14602**, 1  
 Carotenuto F., et al., 2021, *MNRAS*, **504**, 444  
 Carotenuto F., Tetarenko A. J., Corbel S., 2022, *MNRAS*, **511**, 4826  
 Chael A. A., Johnson M. D., Narayan R., Doeleman S. S., Wardle J. F. C., Bouman K. L., 2016, *ApJ*, **829**, 11  
 Chael A. A., Johnson M. D., Bouman K. L., Blackburn L. L., Akiyama K., Narayan R., 2018, *ApJ*, **857**, 23  
 Chauhan J., et al., 2021, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **38**, e045  
 Clark B. G., 1980, *A&A*, **89**, 377  
 Corbel S., Fender R. P., Tomsick J. A., Tzioumis A. K., Tingay S., 2004, *ApJ*, **617**, 1272  
 Cornwell T. J., Evans K. F., 1985, *A&A*, **143**, 77  
 Deller A. T., Tingay S. J., Bailes M., West C., 2007, *PASP*, **119**, 318  
 Deller A. T., et al., 2011, *PASP*, **123**, 275  
 EHT Collaboration et al. 2019, *ApJ*, **875**, L4  
 Espinasse M., et al., 2020, *ApJ*, **895**, L31  
 Espinasse M., Carotenuto F., Tremou E., Corbel S., Fender R., Woudt P., Miller-Jones J., 2021, *The Astronomer's Telegram*, **14607**, 1  
 Evans P. A., et al., 2007, *A&A*, **469**, 379  
 Evans P. A., et al., 2009, *MNRAS*, **397**, 1177  
 Fender R. P., 2003, *MNRAS*, **340**, 1353  
 Fender R., Bright J., 2019, *MNRAS*, **489**, 4836  
 Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., 2004, *MNRAS*, **355**, 1105  
 Fender R. P., Homan J., Belloni T. M., 2009, *MNRAS*, **396**, 1370  
 Fendt C., Sheikhzami S., 2013, *ApJ*, **774**, 12  
 Fomalont E. B., 1968, *ApJS*, **15**, 203  
 Fomalont E. B., Geldzahler B. J., Bradshaw C. F., 2001, *ApJ*, **558**, 283  
 Frieden B. R., 1972, *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 511  
 Gendreau K., et al., 2021a, *The Astronomer's Telegram*, **14588**, 1  
 Gendreau K., et al., 2021b, *The Astronomer's Telegram*, **14589**, 1  
 Greisen E. W., 2003, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 285, Information Handling in Astronomy - Historical Vistas. Kluwer Academic Publishers, p. 109, doi:10.1007/0-306-48080-8\_7  
 Gropp J. D., et al., 2021, *The Astronomer's Telegram*, **14591**, 1  
 Hjellming R. M., Johnston K. J., 1981, *ApJ*, **246**, L141  
 Hjellming R. M., Rupen M. P., 1995, *Nature*, **375**, 464  
 Högbom J. A., 1974, *Astronomy & Astrophysics*, **15**, 417  
 Homan J., Belloni T., 2005, in *Astrophysics and Space Science*. Springer, pp 107–117, doi:10.1007/1-4020-4085-7\_13

<sup>9</sup> <https://github.com/Callan612/MAXIJ1803-Model-Fitting>

- Homan J., et al., 2020, *ApJ*, 891, L29
- Ingram A. R., Motta S. E., 2019, *New Astron. Rev.*, 85, 101524
- Jamil O., Fender R. P., Kaiser C. R., 2010, *MNRAS*, 401, 394
- Jana A., Jaisawal G. K., Chhotaray B., Naik S., Kumari N., Gupta S., 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14629, 1
- Jana A., Naik S., Jaisawal G. K., Chhotaray B., Kumari N., Gupta S., 2022, *MNRAS*, 511, 3922
- Johnson M. D., et al., 2017, *ApJ*, 850, 172
- Krimm H. A., et al., 2013, *ApJS*, 209, 14
- Malzac J., 2014, *MNRAS*, 443, 299
- Martí-Vidal I., Vlemmings W. H. T., Muller S., Casey S., 2014, *A&A*, 563, A136
- Matsuoka M., et al., 2009, *PASJ*, 61, 999
- Méndez M., Karpouzias K., García F., Zhang L., Zhang Y., Belloni T. M., Altamirano D., 2022, *Nature Astronomy*, 6, 577
- Miller-Jones J. C. A., Fender R. P., Nakar E., 2006, *MNRAS*, 367, 1432
- Miller-Jones J. C. A., et al., 2011, in Romero G. E., Sunyaev R. A., Belloni T., eds, *S275 Vol. 275, Jets at All Scales*, pp 224–232 ([arXiv:1010.3062](https://arxiv.org/abs/1010.3062)), doi:10.1017/S1743921310016078
- Miller-Jones J. C. A., et al., 2012, *MNRAS*, 421, 468
- Miller-Jones J. C. A., et al., 2019, *Nature*, 569, 374
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1994, *Nature*, 371, 46
- Narayan R., Nityananda R., 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 24, 127
- Petrov L., Kovalev Y. Y., Fomalont E. B., Gordon D., 2006, *AJ*, 131, 1872
- Reid M. J., Menten K. M., Brünthaler A., Zheng X. W., Moscadelli L., Xu Y., 2009, *ApJ*, 693, 397
- Rushton A. P., et al., 2017, *MNRAS*, 468, 2788
- Russell T. D., et al., 2019, *ApJ*, 883, 198
- Schwarz U. J., 1978, *A&A*, 65, 345
- Serino M., et al., 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14587, 1
- Shepherd M. C., Pearson T. J., Taylor G. B., 1994, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, pp 987–989
- Shidatsu M., et al., 2022, *ApJ*, 927, 151
- Shu F., et al., 2017, *ApJS*, 230, 13
- Skilling J., 2006, *Bayesian Analysis*, 1, 833
- Speagle J. S., 2020, *MNRAS*, 493, 3132
- Steiner J. F., Ubach S., Tomsick J. A., Coughenour B., Homan J., 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14994, 1
- Stirling A. M., Spencer R. E., de la Force C. J., Garrett M. A., Fender R. P., Ogle R. N., 2001, *MNRAS*, 327, 1273
- Tetarenko A. J., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 3141
- Tetarenko A. J., et al., 2019a, *MNRAS*, 482, 2950
- Tetarenko A. J., Casella P., Miller-Jones J. C. A., Sivakoff G. R., Tetarenko B. E., Maccarone T. J., Gandhi P., Eikenberry S., 2019b, *MNRAS*, 484, 2987
- Tetarenko A. J., et al., 2021, *MNRAS*, 504, 3862
- The CASA Team et al., 2022, arXiv e-prints, p. [arXiv:2210.02276](https://arxiv.org/abs/2210.02276)
- Thompson R. A., Moran J. M., Swenson Jr G. W., 2017, *Interferometry and synthesis in radio astronomy*. Springer Nature
- Tingay S. J., et al., 1995, *Nature*, 374, 141
- Wells D. C., 1985, in , *Data Analysis in Astronomy*. Springer, p. 195, doi:10.1007/978-1-4615-9433-8\_18
- Wood C. M., et al., 2021, *MNRAS*, 505, 3393
- Xu Y., Harrison F., 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14609, 1
- Zernike F., 1938, *Physica*, 5, 785
- Zhang S.-N., et al., 2020, *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 63, 249502
- van Cittert P. H., 1934, *Physica*, 1, 201
- van de Schoot R., et al., 2021, *Nature Reviews Methods Primers*, 1, 1
- van der Laan H., 1966, *Nature*, 211, 1131

## APPENDIX A: MODEL FITTING FORMALISM

We perform our parameter estimation by computing the posterior probability of each model,  $P(\Theta|V)$ , using Bayes' theorem,

$$P(\Theta|V) = \frac{P(V|\Theta)P(\Theta)}{P(V)}, \quad (\text{A1})$$

where  $\Theta = \{\Theta_1, \Theta_2, \dots, \Theta_n\}$  is a vector of  $n$  model parameters,  $V$  is the array of measured visibilities,

$$P(\Theta) = \prod_{k=1}^n P(\Theta_k) \quad (\text{A2})$$

is the prior, and

$$P(V) = \int P(V|\Theta)P(\Theta)d\Theta \quad (\text{A3})$$

is the evidence. The nested sampling algorithm (Skilling 2006) is designed to efficiently approximate and compute the evidence integral, and as a by-product it returns a set of samples from the posterior distribution. Since the thermal noise on the visibilities is Gaussian (Thompson et al. 2017), and assuming that the measurements are uncorrelated, the likelihood is the product,

$$P(V|\Theta) = \prod_t \prod_{ij} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{ij,t}^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\|V'_{ij,t}(\Theta) - V_{ij,t}\|^2}{\sigma_{ij,t}^2}\right) \quad (\text{A4})$$

where  $V_{ij,t}$  is the measured visibility from the telescope pair  $ij$ , at timestamp  $t$ ,  $\sigma_{ij,t}$  is the standard deviation of the thermal noise on that measured visibility, and  $V'_{ij,t}(\Theta)$  is the model visibility generated for that telescope pair at that timestamp according to the model parameters  $\Theta$ . Since the visibilities are complex quantities, we use the Euclidean  $\|\cdot\|_2$  norm.

In our model fitting for epochs A and B, we used a circular Gaussian source model, where the position of the component (relative to the phase centre), as a function of time, is given by equations 1 and 2, and the flux density of the component, as a function of time, is governed by equation 3. For epoch C, we kept the position of the component constant with time. Since a circular Gaussian in the image plane is also a circular Gaussian in the Fourier plane, we can analytically compute the model visibilities as a function of the component position,  $\Delta x(t)$  and  $\Delta y(t)$ , the flux density,  $F(t)$ , and the full-width half-maximum size,  $\theta_{\text{FWHM}}$ , for each telescope pair  $ij$ , at time  $t$ . This gives,

$$V'_{ij,t} = F(t) \cdot \exp\left(\frac{-\pi^2}{4\ln(2)}\theta_{\text{FWHM}}^2 \left[u_{ij,t}^2 + v_{ij,t}^2\right]\right) \cdot \exp\left(2\pi i \left[u_{ij,t}x(t) + v_{ij,t}y(t)\right]\right) \quad (\text{A5})$$

where  $u_{ij,t}$  and  $v_{ij,t}$  are the vector coordinates of the projected baseline of the telescope pair  $ij$  at time  $t$ . This expression could be replaced by any given source model, for example a point source or an elliptical Gaussian.

## APPENDIX B: SYNTHETIC OBSERVATION POSTERIOR DISTRIBUTIONS

In Figs. B1 and B2, we present the joint and marginal posterior distributions for our simulated observations of both a moving and static source, respectively, with the truth values overlaid. These simulated data included only thermal noise and were generated using the  $uv$ -coverage of epoch A. Fig. B1 shows that we are able to recover the

**Table C1.** Priors placed on fit parameters for epochs A, B, and C. We used only uniform and normal distributions. For  $\dot{F}$ , we set the lower boundary for each fit equal to  $-F_0/\Delta t$ , where  $\Delta t$  is the length of the observation, so that the source can never have negative flux density.

Epoch	Parameter	Prior Distribution
A	$F_0$ (mJy)	$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 10)$
	$\dot{F}$ (mJy hr $^{-1}$ )	$\mathcal{U}(\text{min} = -F_0/\Delta t, \text{max} = 10)$
	$x_0$ (mas)	$\mathcal{N}(\mu = 0, \sigma = 5)$
	$y_0$ (mas)	$\mathcal{N}(\mu = 0, \sigma = 5)$
	$\theta_{\text{FWHM}}$ (mas)	$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 10)$
	$\dot{r}$ (mas hr $^{-1}$ )	$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 10)$
	$\theta$ ( $^{\circ}$ East of North)	$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 360)$
	B	$F_0$ (mJy)
$\dot{F}$ (mJy hr $^{-1}$ )		$\mathcal{U}(\text{min} = -F_0/\Delta t, \text{max} = 10)$
$x_0$ (mas)		$\mathcal{N}(\mu = 10, \sigma = 5)$
$y_0$ (mas)		$\mathcal{N}(\mu = -5, \sigma = 5)$
$\theta_{\text{FWHM}}$ (mas)		$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 10)$
$\dot{r}$ (mas hr $^{-1}$ )		$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 10)$
$\theta$ ( $^{\circ}$ East of North)		$\mathcal{N}(\mu = 135, \sigma = 15)$
C		$F_0$ (mJy)
	$\dot{F}$ (mJy hr $^{-1}$ )	$\mathcal{U}(\text{min} = -F_0/\Delta t, \text{max} = 10)$
	$x_0$ (mas)	$\mathcal{N}(\mu = -85, \sigma = 5)$
	$y_0$ (mas)	$\mathcal{N}(\mu = 80, \sigma = 5)$
	$\theta_{\text{FWHM}}$ (mas)	$\mathcal{U}(\text{min} = 0, \text{max} = 10)$

model parameter values with our modelling technique. Of the six fitted model parameters, four are consistent with the truth values within  $1\sigma$ , and all six within  $2\sigma$ . We similarly find good agreement between the fitted parameters and the truth values for the static source, with four parameters within  $1\sigma$  of the truth value and another within  $2\sigma$ . The posterior distribution for  $\theta$  should be uniform, however, as discussed in Section 4.1, this is likely the result of the low signal to noise and poor  $uv$ -coverage of the synthetic observation. This structure is replicated in the posterior distribution for the model fit to epoch A, allowing us to conclude we can identify the component in epoch A as being stationary. In the example synthetic observations we present here, we note that the full-width half-maximum size of the components is overestimated in our modelling (although they are still within  $2\sigma$ ). This is likely the result of the component size approaching the resolution limit of these simulated observations at 8.4 GHz.

#### APPENDIX C: MAXI J1803–298 MODEL FIT PRIORS AND POSTERIOR DISTRIBUTIONS

Table C1 describes the prior distributions used for our model fits. These priors were based on our initial imaging. For epoch B we placed a relatively tight Gaussian prior on the position angle of the motion of the component, however we were still able to recover the motion of the component when using a uniform prior, confirming that the motion was real and not the result of a poorly chosen prior. In Figs. C1, C2, and C3 we show the joint and marginal probability distributions for our fitted model parameters in epochs A, B, and C, respectively. In epoch A there is clear structure in the posterior distribution for  $\dot{r}$  and  $\theta$ , that closely resembles the structure in those parameters for the synthetic observation with a stationary source. This suggests that the component in epoch A is stationary.

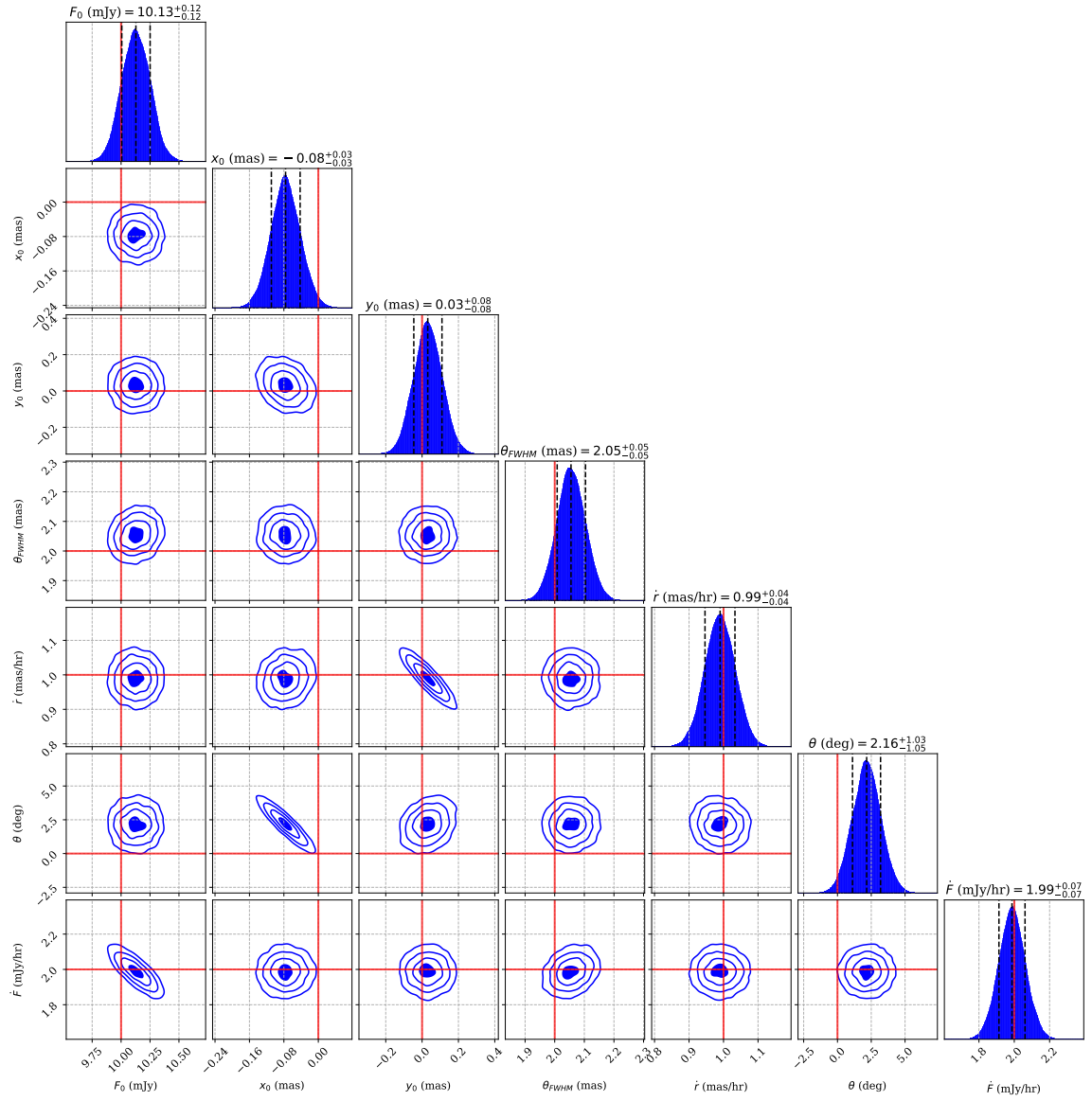
**Table D1.** ATCA measurements of MAXI J1803–298, as presented in Figs. 2 and 3.

Date (MJD)	Frequency (GHz)	Flux Density (mJy)	$\alpha$
59345.60 $\pm$ 0.17	5.5	1.6 $\pm$ 0.1	-0.1 $\pm$ 0.1
59345.60 $\pm$ 0.17	9.0	1.6 $\pm$ 0.2	-0.1 $\pm$ 0.1
59345.60 $\pm$ 0.17	16.7	1.45 $\pm$ 0.17	-0.1 $\pm$ 0.1
59345.60 $\pm$ 0.17	21.2	1.3 $\pm$ 0.3	-0.1 $\pm$ 0.1
59347.88 $\pm$ 0.03	5.5	9.00 $\pm$ 0.04	-0.8 $\pm$ 0.3
59347.88 $\pm$ 0.03	9.0	6.02 $\pm$ 0.03	-0.8 $\pm$ 0.3
59351.78 $\pm$ 0.09	5.5	5.30 $\pm$ 0.02	-0.62 $\pm$ 0.18
59351.78 $\pm$ 0.09	9.0	4.0 $\pm$ 0.012	-0.62 $\pm$ 0.18
59353.86 $\pm$ 0.05	5.5	2.03 $\pm$ 0.05	-0.6 $\pm$ 0.2
59353.86 $\pm$ 0.05	9.0	1.56 $\pm$ 0.04	-0.6 $\pm$ 0.2
59357.88 $\pm$ 0.03	5.5	1.20 $\pm$ 0.04	-0.40 $\pm$ 0.15
59357.88 $\pm$ 0.03	9.0	1.00 $\pm$ 0.03	-0.40 $\pm$ 0.15
59364.83 $\pm$ 0.07	5.5	0.97 $\pm$ 0.03	-0.45 $\pm$ 0.15
59364.83 $\pm$ 0.07	9.0	0.79 $\pm$ 0.02	-0.45 $\pm$ 0.15
59375.85 $\pm$ 0.02	5.5	4.06 $\pm$ 0.05	-0.47 $\pm$ 0.14
59375.85 $\pm$ 0.02	9.0	3.27 $\pm$ 0.03	-0.47 $\pm$ 0.14
59382.83 $\pm$ 0.08	5.5	9.31 $\pm$ 0.03	-0.8 $\pm$ 0.3
59382.83 $\pm$ 0.08	9.0	6.55 $\pm$ 0.03	-0.8 $\pm$ 0.3
59398.59 $\pm$ 0.03	5.5	0.072 $\pm$ 0.02	-1.0 $\pm$ 0.9
59398.59 $\pm$ 0.03	9.0	0.045 $\pm$ 0.015	-1.0 $\pm$ 0.9

#### APPENDIX D: ATCA MEASUREMENTS

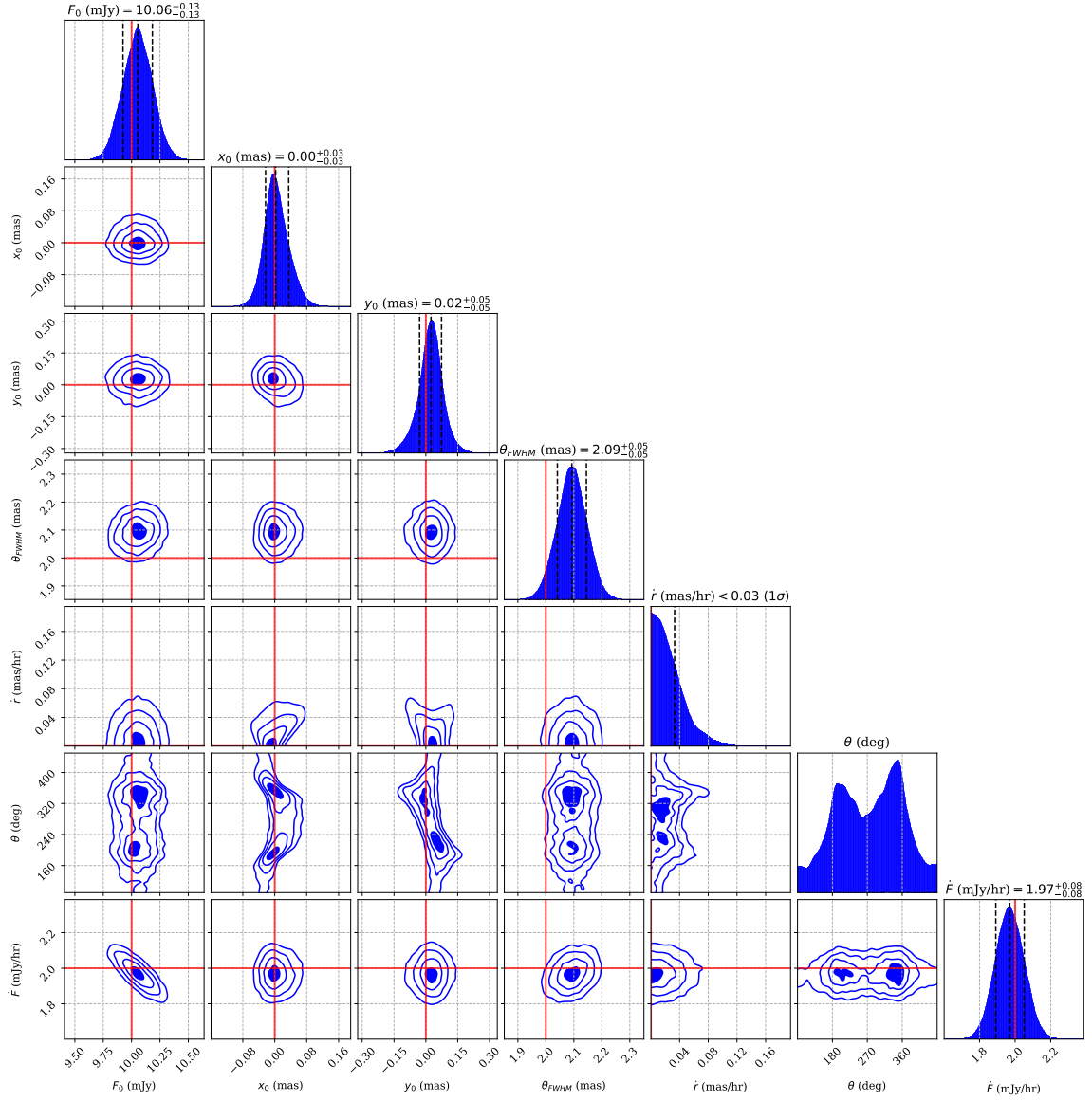
In Table D1, we list the subset of ATCA measurements shown in Figs. 2 and 3, which will be presented in full in Espinasse et al. (in prep.).

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

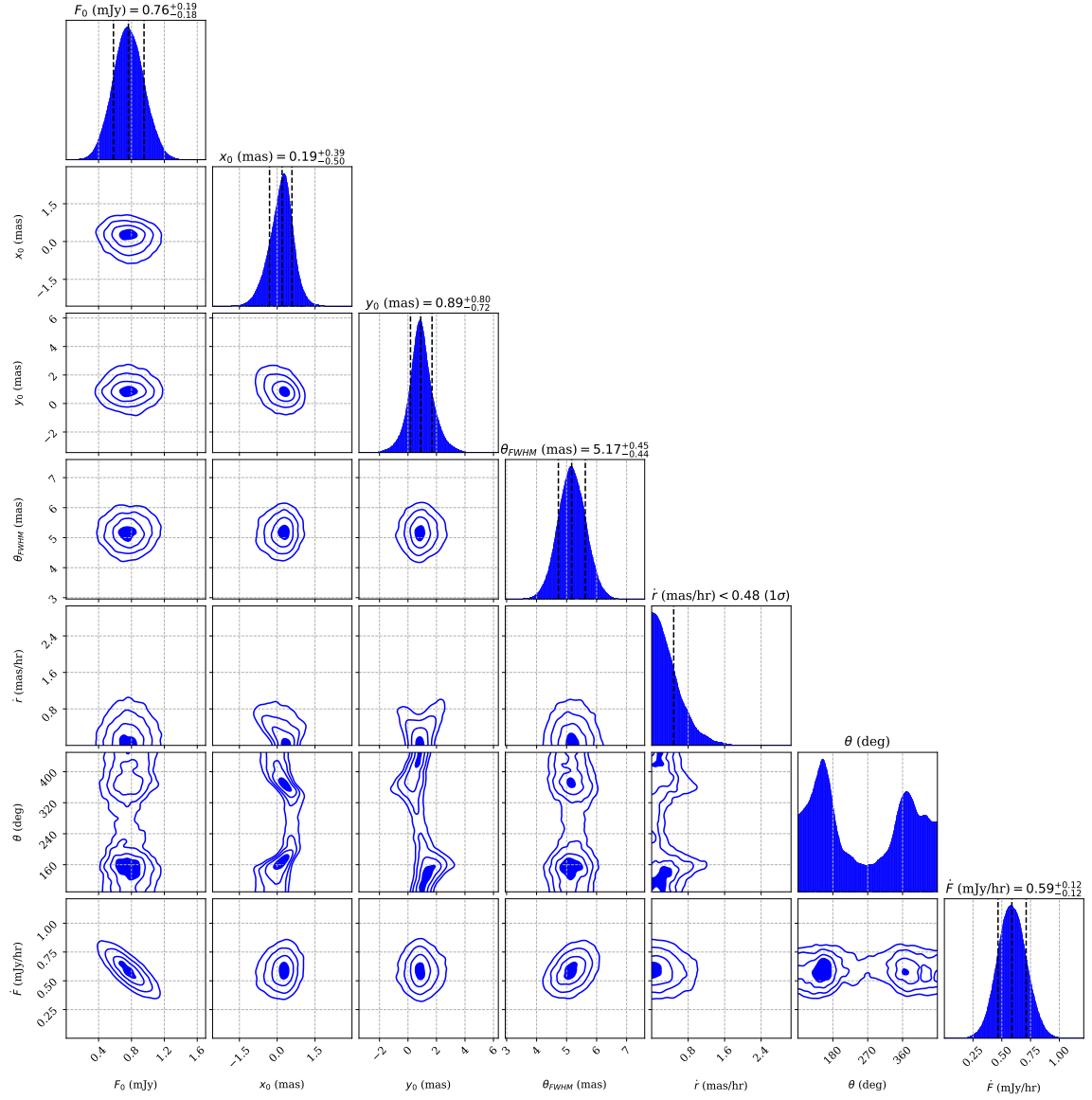


**Figure B1.** Marginal and joint posterior distributions for the fitted parameters for a synthetic observation of a moving source. The black dashed vertical lines mark the 16th, 50th, and 84th quantiles. The blue contours in the joint posterior distributions mark the 0.5, 1, 1.5 and  $2\sigma$  levels. The red vertical lines mark the true parameter values used to generate the observation. Our model fitting code is able to recover the input parameters for a synthetic observation with a moving source.

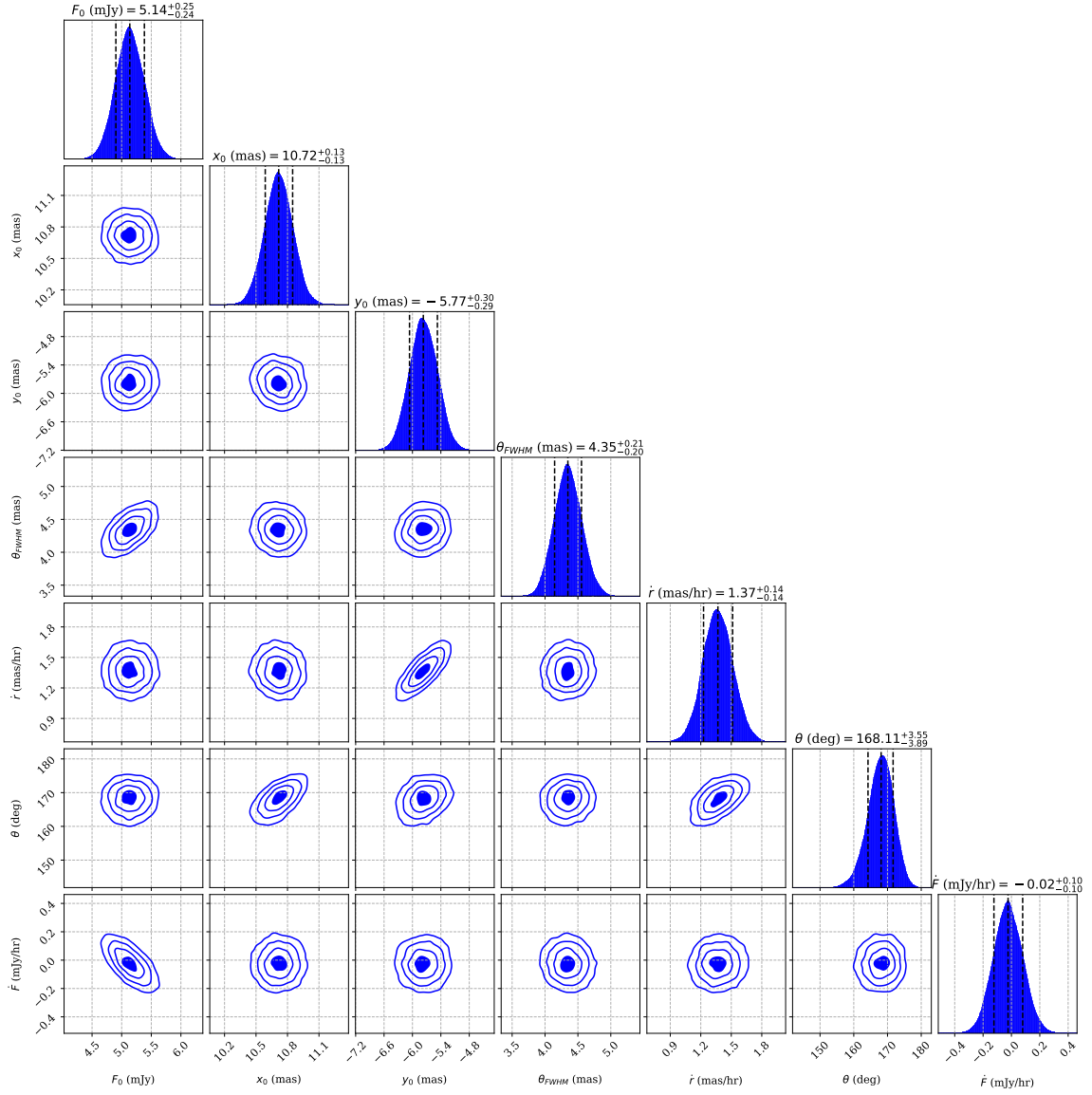




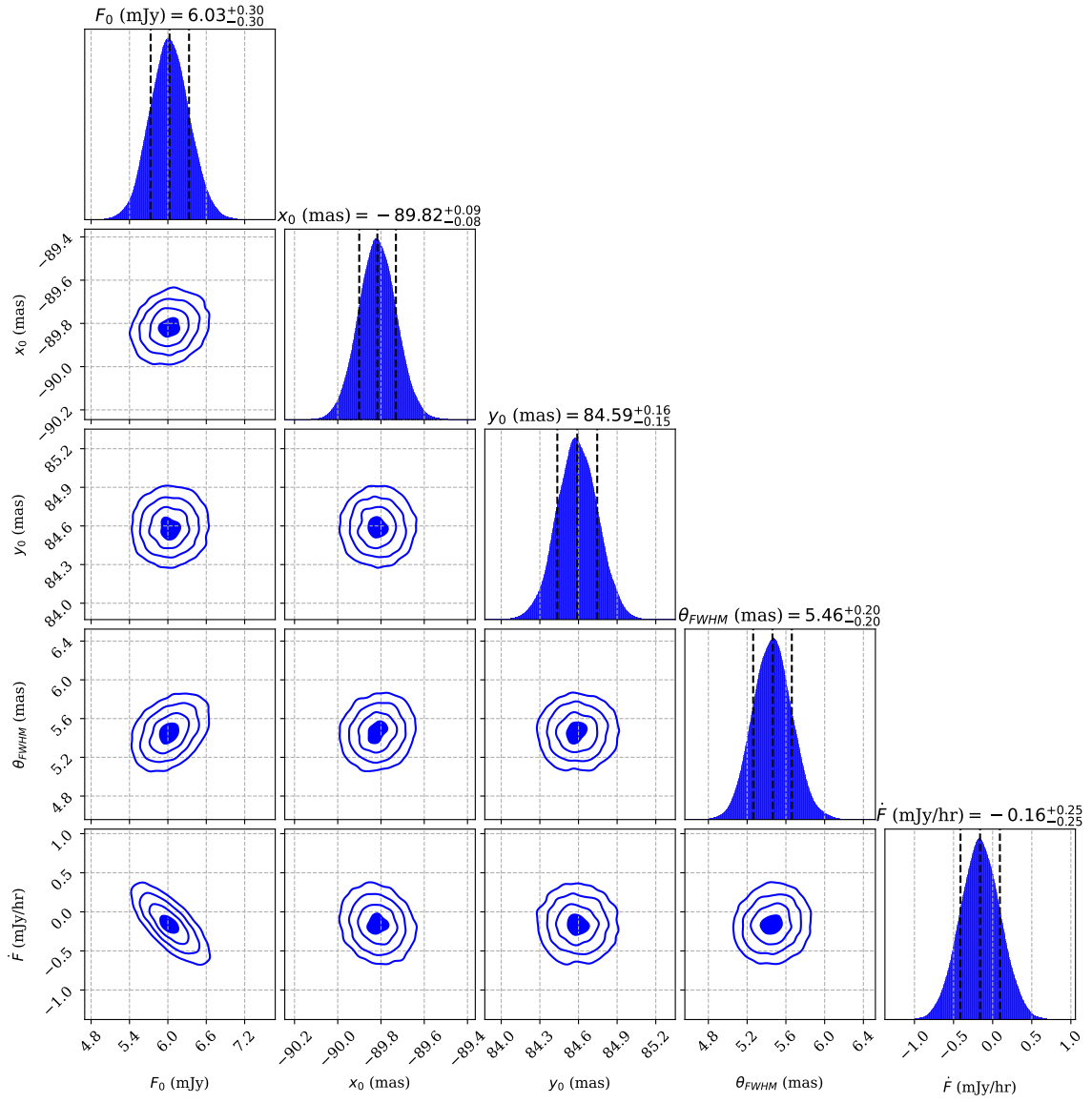
**Figure B2.** Marginal and joint posterior distributions for the fitted parameters for a synthetic observation of a stationary source. For  $\dot{r}$ , we mark the  $1\sigma$  upper limit, and for  $\theta$  we mark no credible intervals. For all other parameters the black vertical lines mark the 16th, 50th, and 84th quantiles. The blue contours in the joint posterior distributions mark the 0.5, 1, 1.5 and  $2\sigma$  levels. The red vertical lines mark the true parameter values used to generate the observation. For a static source, the marginal posterior distribution for  $\dot{r}$  is consistent with having a mode at 0. The joint probability distributions with  $\theta$  have a unique non-Gaussian structure, as a result of the sparse  $uv$ -coverage used to generate the data.



**Figure C1.** Marginal and joint posterior distributions for the fitted parameters for epoch A. For  $\dot{r}$ , we mark the  $1\sigma$  upper limit, and for  $\theta$  we mark no credible intervals. For all other parameters the black vertical lines mark the 16th, 50th, and 84th quantiles. The blue contours in the joint posterior distributions mark the 0.5, 1, 1.5 and  $2\sigma$  levels.



**Figure C2.** Marginal and joint posterior distributions for the fitted parameters for epoch B. The black vertical lines mark the 16th, 50th, and 84th quantiles. The blue contours in the joint posterior distributions mark the 0.5, 1, 1.5 and 2 $\sigma$  levels.



**Figure C3.** Marginal and joint posterior distributions for the fitted parameters for epoch C. The black vertical lines mark the 16th, 50th, and 84th quantiles. The blue contours in the joint posterior distributions mark the 0.5, 1, 1.5 and  $2\sigma$  levels.

---

## BIBLIOGRAPHIE

---

Abbott, R. *et al.* Properties and Astrophysical Implications of the 150  $M_{\odot}$  Binary Black Hole Merger GW190521. *The Astrophysical Journal Letters* **900**, L13. arXiv : 2009.01190 [astro-ph.HE] (2020) (cf. p. 13, 14).

Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J.-P. & Regev, O. Thermal Equilibria of Accretion Disks. *The Astrophysical Journal Letters* **438**, L37. arXiv : astro-ph/9409018 [astro-ph] (1995) (cf. p. 32).

Adachi, R., Murata, K. L., Oeda, M., Niwano, M., Shiraishi, K., Iida, K., Ogawa, F., Hosokawa, R., Nakamura, N., Toma, S., Yatsu, Y. & Kawai, N. Optical Re-brightening of MAXI J1820+070 = ASASSN-18ey. *The Astronomer's Telegram* **13502**, 1 (2020) (cf. p. 99).

Alabarta, K., Altamirano, D., Méndez, M., Cúneo, V. A., Vincentelli, F. M., Castro-Segura, N., García, F., Luff, B. & Veledina, A. Failed-transition outbursts in black hole low-mass X-ray binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **507**, 5507-5522. arXiv : 2107.10035 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. 24).

Arnaud, K. A. *XSPEC: The First Ten Years in Astronomical Data Analysis Software and Systems V* (éd. Jacoby, G. H. & Barnes, J.) **101** (1996), 17 (cf. p. 56).

Atri, P., Miller-Jones, J. C. A., Bahramian, A., Plotkin, R. M., Deller, A. T., Jonker, P. G., Maccarone, T. J., Sivakoff, G. R., Soria, R., Altamirano, D., Belloni, T., Fender, R., Koerding, E., Maitra, D., Markoff, S., Migliari, S., Russell, D., Russell, T., Sarazin, C. L., Tetarenko, A. J. & Tudose, V. A radio parallax to the black hole X-ray binary MAXI J1820+070. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **493**, L81-L86. arXiv : 1912.04525 [astro-ph.HE] (2020) (cf. p. 99, 100, 105, 109, 114, 118, 121).

Baade, W. & Minkowski, R. Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus A, and Puppis A. *The Astrophysical Journal* **119**, 206 (1954) (cf. p. xviii).

Bachetti, M., Rana, V., Walton, D. J., Barret, D., Harrison, F. A., Boggs, S. E., Christensen, F. E., Craig, W. W., Fabian, A. C., Fürst, F., Grefenstette, B. W., Hailey, C. J., Hornschemeier, A., Madsen, K. K., Miller, J. M., Ptak, A. F., Stern, D., Webb, N. A. & Zhang, W. W. The Ultraluminous X-Ray Sources NGC 1313 X-1 and X-2: A Broadband Study with NuSTAR and XMM-Newton. *The*

*Astrophysical Journal* **778**, 163. arXiv : 1310.0745 [astro-ph.HE] (2013) (cf. p. 15).

Baglio, M. C., Russell, D. M. & Lewis, F. Optical observations of MAXI J1820+070 suggest it is a black hole X-ray binary. *The Astronomer's Telegram* **11418**, 1 (2018) (cf. p. 99).

Balbus, S. A. & Hawley, J. F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of Modern Physics* **70**, 1-53 (1998) (cf. p. 10).

Ballet, J. Pile-up on X-ray CCD instruments. *Astronomy & Astrophysics Supplement* **135**, 371-381 (1999) (cf. p. 52).

Barnier, S., Petrucci, P.-O., Ferreira, J., Marcel, G., Belmont, R., Clavel, M., Corbel, S., Coriat, M., Espinasse, M., Henri, G., Malzac, J. & Rodriguez, J. Clues on jet behavior from simultaneous radio-X-ray fits of GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics* **657**, A11 (2022) (cf. p. 171).

Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., Fenimore, E. E., Gehrels, N., Hullinger, D., Krimm, H. A., Markwardt, C. B., Palmer, D. M., Parsons, A., Sato, G., Suzuki, M., Takahashi, T., Tashiro, M. & Tueller, J. The Burst Alert Telescope (BAT) on the SWIFT Midex Mission. *Space Science Reviews* **120**, 143-164. arXiv : astro-ph/0507410 [astro-ph] (2005) (cf. p. 53).

Begelman, M. C. Super-Eddington Fluxes from Thin Accretion Disks? *The Astrophysical Journal Letters* **568**, L97-L100. arXiv : astro-ph/0203030 [astro-ph] (2002) (cf. p. 15).

Belloni, T. M. & Motta, S. E. *Transient Black Hole Binaries in Astrophysics of Black Holes: From Fundamental Aspects to Latest Developments* (éd. Bambi, C.) **440** (2016), 61. arXiv : 1603.07872 [astro-ph.HE] (cf. p. 21).

Bernadich, M. C. i., Schwobe, A. D., Kovlakas, K., Zezas, A. & Traulsen, I. An expanded ultraluminous X-ray source catalogue. *Astronomy & Astrophysics* **659**, A188. arXiv : 2110.14562 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 15).

Blandford, R. D. & Königl, A. Relativistic jets as compact radio sources. *The Astrophysical Journal* **232**, 34-48 (1979) (cf. p. 24, 25).

Blandford, R. D. & McKee, C. F. Fluid dynamics of relativistic blast waves. *Physics of Fluids* **19**, 1130-1138 (1976) (cf. p. 49).

Blandford, R. D., McKee, C. F. & Rees, M. J. Super-luminal expansion in extragalactic radio sources. *Nature* **267**, 211-216 (1977) (cf. p. 39).

Blandford, R. D. & Payne, D. G. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **199**, 883-903 (1982) (cf. p. 26).

Blandford, R. D. & Znajek, R. L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **179**, 433-456 (1977) (cf. p. 26, 31).

Blandford, R. D. & Begelman, M. C. On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **303**, L1-L5. arXiv : astro-ph/9809083 [astro-ph] (1999) (cf. p. 33).

Bloom, S. D., Marscher, A. P., Gear, W. K., Terasranta, H., Valtaoja, E., Aller, H. D. & Aller, M. F. Radio, Millimeter-Submillimeter, and Infrared Spectra of Flat-Spectrum Extragalactic Radio Sources. *Astronomical Journal* **108**, 398 (1994) (cf. p. 25).

Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A. & Friedman, H. Cosmic X-ray Sources. *Science* **147**, 394-398 (1965) (cf. p. xvii).

Briggs, D. S. *High Fidelity Interferometric Imaging: Robust Weighting and NNLS Deconvolution* in *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **187** (1995), 112.02 (cf. p. 68, 103).

Bright, J. *Radio studies of relativistic outflows from black hole transients*. Thèse (University of Oxford, 2020) (cf. p. 38, 44).

Bright, J. S., Fender, R. P., Motta, S. E., Williams, D. R. A., Moldon, J., Plotkin, R. M., Miller-Jones, J. C. A., Heywood, I., Tremou, E., Beswick, R., Sivakoff, G. R., Corbel, S., Buckley, D. A. H., Homan, J., Gallo, E., Tetarenko, A. J., Russell, T. D., Green, D. A., Titterton, D., Woudt, P. A., Armstrong, R. P., Groot, P. J., Horesh, A., van der Horst, A. J., Körding, E. G., McBride, V. A., Rowlinson, A. & Wijers, R. A. M. J. An extremely powerful long-lived superluminal ejection from the black hole MAXI J1820+070. *Nature Astronomy* **4**, 697-703 (2020) (cf. p. 22, 28, 36, 40, 41, 99, 100, 104, 108-110, 114, 116).

Bright, J., Fender, R. & Motta, S. AMI radio observations of the black hole candidate MAXI J1820+070. *The Astronomer's Telegram* **11420**, 1 (2018) (cf. p. 99, 116).

Bright, J., Motta, S., Williams, D., Fender, R., Woudt, P. & Miller-Jones, J. Radio and X-ray Observations of the rebrightening Black Hole MAXI J1820+070. *The Astronomer's Telegram* **13041**, 1 (2019) (cf. p. 23).

Brocksopp, C., Fender, R. P., McCollough, M., Pooley, G. G., Rupen, M. P., Hjellming, R. M., de la Force, C. J., Spencer, R. E., Muxlow, T. W. B., Gar-

rington, S. T. & Trushkin, S. Initial low/hard state, multiple jet ejections and X-ray/radio correlations during the outburst of XTE J1859+226. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **331**, 765-775. arXiv : astro-ph/0112137 [astro-ph] (2002) (cf. p. 40, 90).

Brocksopp, C., Miller-Jones, J. C. A., Fender, R. P. & Stappers, B. W. A highly polarized radio jet during the 1998 outburst of the black hole transient XTE J1748-288. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **378**, 1111-1117 (2007) (cf. p. 22, 40, 123, 124, 126, 131-134).

Brocksopp, C., Jonker, P., Fender, R., van der Klis, M., Groot, P. & Tingay, S. The 1997 Hard State Outburst of the X-Ray Transient GS 1354-64 / BW CIR. *Astrophysics and Space Science Supplement* **276**, 117-120 (2001) (cf. p. 90).

Buckley, D. A. H., Brink, J., Charles, P. A. & Groenewald, D. SALT spectroscopy of the optical counterpart to MAXI J1803-289. *The Astronomer's Telegram* **14597**, 1 (2021) (cf. p. 73).

Bult, P. M., Gendreau, K. C., Enoto, T., Homan, J., Altamirano, D., Sanna, A., Jaisawal, G. K., Ng, M., Iwakiri, W., Strohmayer, T. E., Arzoumanian, Z. & Steiner, J. NICER follow-up observations of MAXI J1803-298. *The Astronomer's Telegram* **14602**, 1 (2021) (cf. p. 91).

Burbidge, G. R. On Synchrotron Radiation from Messier 87. *The Astrophysical Journal* **124**, 416 (1956) (cf. p. xviii).

Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., Kennea, J. A., Wells, A., Osborne, J. P., Abbey, A. F., Beardmore, A., Mukerjee, K., Short, A. D. T., Chincarini, G., Campana, S., Citterio, O., Moretti, A., Pagani, C., Tagliaferri, G., Giommi, P., Capalbi, M., Tamburelli, F., Angelini, L., Cusumano, G., Bräuninger, H. W., Burkert, W. & Hartner, G. D. The Swift X-Ray Telescope. *Space Science Reviews* **120**, 165-195. arXiv : astro-ph/0508071 [astro-ph] (2005) (cf. p. 54).

Camilo, F. *et al.* Revival of the Magnetar PSR J1622-4950: Observations with MeerKAT, Parkes, XMM-Newton, Swift, Chandra, and NuSTAR. *The Astrophysical Journal* **856**, 180. arXiv : 1804.01933 [astro-ph.HE] (2018) (cf. p. 60).

Campana, S., Parmar, A. N. & Stella, L. A BeppoSAX view of transient black hole candidates in quiescence. *Astronomy & Astrophysics* **372**, 241-244. arXiv : astro-ph/0104073 [astro-ph] (2001) (cf. p. 23).

Cangemi, F., Rodriguez, J., Belloni, T., Gouiffès, C., Grinberg, V., Laurent, P., Petrucci, P. -. & Wilms, J. INTEGRAL study of MAXI J1535-571, MAXI J1820+070 and MAXI J1348-630 outbursts – I. Detection and polarization properties of the high-energy emission. *arXiv e-prints*, arXiv:2210.08561. arXiv : 2210.08561 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 118).



Capitanio, F., Belloni, T., Del Santo, M. & Ubertini, P. A failed outburst of H1743-322. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **398**, 1194-1200. arXiv : 0906.1137 [astro-ph.HE] (2009) (cf. p. 23).

Carotenuto, F., Corbel, S., Tremou, E., Russell, T. D., Tzioumis, A., Fender, R. P., Woudt, P. A., Motta, S. E., Miller-Jones, J. C. A., Chauhan, J., Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Heywood, I., Horesh, A., van der Horst, A. J., Koerding, E. & Mooley, K. P. The black hole transient MAXI J1348-630: evolution of the compact and transient jets during its 2019/2020 outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **504**, 444-468. arXiv : 2103.12190 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. 23, 24, 28, 36, 87-90, 94, 101, 110, 111, 117-119, 133, 165).

Carotenuto, F., Corbel, S., Tremou, E., Russell, T. D., Tzioumis, A., Fender, R. P., Woudt, P. A., Motta, S. E., Miller-Jones, J. C. A., Tetarenko, A. J. & Sivakoff, G. R. The hybrid radio/X-ray correlation of the black hole transient MAXI J1348-630. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **505**, L58-L63 (2021) (cf. p. 30, 31, 33, 92).

Carotenuto, F., Corbel, S. & Tzioumis, A. The black hole X-ray binary MAXI J1348-630 in quiescence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **517**, L21-L25. arXiv : 2208.00100 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 168).

Carotenuto, F., Tetarenko, A. J. & Corbel, S. Modelling the kinematics of the decelerating jets from the black hole X-ray binary MAXI J1348-630. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **511**, 4826-4841. arXiv : 2202.01514 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 42, 44, 46, 47, 49, 50, 97, 110, 118, 119, 139, 142).

Carotenuto, F., Corbel, S., Fender, R., Woudt, P. & Miller-Jones, J. MeerKAT and Swift/XRT detection of MAXI J1348-630. *The Astronomer's Telegram* **13467**, 1 (2020) (cf. p. 23).

Casares, J., Orosz, J. A., Zurita, C., Shahbaz, T., Corral-Santana, J. M., McClintock, J. E., Garcia, M. R., Martínez-Pais, I. G., Charles, P. A., Fender, R. P. & Remillard, R. A. Refined Orbital Solution and Quiescent Variability in the Black Hole Transient GS 1354-64 (= BW Cir). *The Astrophysical Journal Supplement Series* **181**, 238-243 (2009) (cf. p. 74).

Casella, P. & Pe'er, A. On the Role of the Magnetic Field on Jet Emission in X-Ray Binaries. *The Astrophysical Journal Letters* **703**, L63-L66. arXiv : 0908.2129 [astro-ph.HE] (2009) (cf. p. 31).

Cash, W. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *The Astrophysical Journal* **228**, 939-947 (1979) (cf. p. 57, 80).

Chand, S., Dewangan, G. C., Thakur, P., Tripathi, P. & Agrawal, V. K. AstroSat View of the Newly Discovered X-Ray Transient MAXI J1803-298 in the

Hard-intermediate State. *The Astrophysical Journal* **933**, 69. arXiv : 2112.03556 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. [73](#), [91](#)).

Chandrasekhar, S. The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. *The Astrophysical Journal* **74**, 81 (1931) (cf. p. [2](#)).

Chauhan, J., Miller-Jones, J. C. A., Anderson, G. E., Raja, W., Bahramian, A., Hotan, A., Indermuhle, B., Whiting, M., Allison, J. R., Anderson, C., Bunton, J., Koribalski, B. & Mahony, E. An H I absorption distance to the black hole candidate X-ray binary MAXI J1535-571. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **488**, L129-L133. arXiv : 1905.08497 [astro-ph.HE] (2019) (cf. p. [118](#)).

Chauhan, J., Miller-Jones, J. C. A., Raja, W., Allison, J. R., Jacob, P. F. L., Anderson, G. E., Carotenuto, F., Corbel, S., Fender, R., Hotan, A., Whiting, M., Woudt, P. A., Koribalski, B. & Mahony, E. Measuring the distance to the black hole candidate X-ray binary MAXI J1348-630 using H I absorption. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **501**, L60-L64. arXiv : 2009.14419 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. [118](#)).

Corbel, S., Aussen, H., Broderick, J. W., Chanial, P., Coriat, M., Maury, A. J., Buxton, M. M., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., Markoff, S., Rodriguez, J., Bailyn, C. D., Brocksopp, C., Fender, R. P., Petrucci, P. O., Cadolle-Bel, M., Calvelo, D. & Harvey-Smith, L. Formation of the compact jets in the black hole GX 339-4. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **431**, L107-L111. arXiv : 1303.2551 [astro-ph.HE] (2013) (cf. p. [25](#), [90](#)).

Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., Tzioumis, A. K., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Buxton, M. M. & Bailyn, C. D. The ‘universal’ radio/X-ray flux correlation: the case study of the black hole GX 339-4. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **428**, 2500-2515 (2013) (cf. p. [18](#), [23](#), [29](#)).

Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K. & Tingay, S. On the Origin of Radio Emission in the X-Ray States of XTE J1650-500 during the 2001-2002 Outburst. *The Astrophysical Journal* **617**, 1272-1283 (2004) (cf. p. [23](#), [90](#)).

Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Nowak, M., McIntyre, V., Durouchoux, P. & Sood, R. Coupling of the X-ray and radio emission in the black hole candidate and compact jet source GX 339-4. *Astronomy & Astrophysics* **359**, 251-268. arXiv : astro-ph/0003460 [astro-ph] (2000) (cf. p. [22](#), [86](#)).

Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A., Orosz, J. A., Miller, J. M., Wijnand s, R. & Kaaret, P. Large-Scale, Decelerating, Relativistic X-ray Jets from the Microquasar XTE J1550-564. *Science* **298**, 196-199 (2002) (cf. p. [36](#), [45](#), [46](#), [100](#), [110](#), [114](#), [140](#)).

Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A., Orosz, J. A., Miller, J. M., Wijnands, R. & Kaaret, P. Moving relativistic large-scale X-ray jets in the microquasar XTE J1550-564. *New Astronomy Reviews* **47**, 477-480 (2003) (cf. p. 40).

Corbel, S., Kaaret, P., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A. & Orosz, J. A. Discovery of X-Ray Jets in the Microquasar H1743-322. *The Astrophysical Journal* **632**, 504-513 (2005) (cf. p. 36, 37, 40, 44, 45, 47, 100, 114, 118, 140).

Corbel, S., Miller-Jones, J. C. A., Fender, R., Gallo, E., Maccarone, T., O'Brien, T., Paragi, Z., Rupen, M., Rushton, A., Sabatini, S., Sivakoff, G., Strader, J. & Woudt, P. A. *Incoherent transient radio emission from stellar-mass compact objects in the SKA era* in *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)* (2015), 53. arXiv : 1501.04716 [astro-ph.HE] (cf. p. 169).

Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., Tzioumis, A. K. & Markoff, S. Radio/X-ray correlation in the low/hard state of GX 339-4. *A&A* **400**, 1007-1012 (2003) (cf. p. 29).

Coriat, M. *Jets relativistes des trous noirs accrétants*. Thèse (Université Paris Diderot (Paris 7), 2010) (cf. p. 11, 19, 25, 27, 64, 165).

Coriat, M., Corbel, S., Prat, L., Miller-Jones, J. C. A., Cseh, D., Tzioumis, A. K., Brocksopp, C., Rodriguez, J., Fender, R. P. & Sivakoff, G. R. Radiatively efficient accreting black holes in the hard state: the case study of H1743-322. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **414**, 677-690 (2011) (cf. p. 23, 30-33).

Coriat, M., Fender, R. P. & Dubus, G. Revisiting a fundamental test of the disc instability model for X-ray binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **424**, 1991-2001. arXiv : 1205.5038 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. 20).

Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., Bauer, F. E., Martínez-Pais, I. G. & Russell, D. M. BlackCAT: A catalogue of stellar-mass black holes in X-ray transients. *Astronomy & Astrophysics* **587**, A61. arXiv : 1510.08869 [astro-ph.HE] (2016) (cf. p. xviii, 142).

Cseh, D., Grisé, F., Corbel, S. & Kaaret, P. Broad Components in Optical Emission Lines from the Ultra-luminous X-ray Source NGC 5408 X-1. *The Astrophysical Journal Letters* **728**, L5. arXiv : 1101.1446 [astro-ph.HE] (2011) (cf. p. 13, 146).

Cseh, D., Kaaret, P., Corbel, S., Grise, F., Lang, C., Kording, E., Falcke, H., Jonker, P. G., Miller-Jones, J. C. A., Farrell, S., Yang, Y. J., Paragi, Z. & Frey, S. Unveiling recurrent jets of the ULX Holmberg II X-1: evidence for a massive stellar-mass black hole? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **439**, L1-L5. arXiv : 1311.4867 [astro-ph.HE] (2014) (cf. p. 146).

Cseh, D., Corbel, S., Kaaret, P., Lang, C., Grisé, F., Paragi, Z., Tzioumis, A., Tudose, V. & Feng, H. Black Hole Powered Nebulae and a Case Study of the Ultraluminous X-Ray Source IC 342 X-1. *The Astrophysical Journal* **749**, 17. arXiv : 1201.4473 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. 146, 156-158).

Curtis, H. D. Descriptions of 762 Nebulae and Clusters Photographed with the Crossley Reflector. *Publications of Lick Observatory* **13**, 9-42 (1918) (cf. p. xviii, 35).

Dauser, T., Garcia, J., Wilms, J., Böck, M., Brenneman, L. W., Falanga, M., Fukumura, K. & Reynolds, C. S. Irradiation of an accretion disc by a jet: general properties and implications for spin measurements of black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **430**, 1694-1708. arXiv : 1301.4922 [astro-ph.HE] (2013) (cf. p. 27).

Davis, D. S., Miller, N. A. & Mushotzky, R. F. Chandra Observations of Point Sources in A2255. *The Astrophysical Journal* **597**, 202-209. arXiv : astro-ph/0307370 [astro-ph] (2003) (cf. p. 14).

Davis, D. S. & Mushotzky, R. F. XMM-Newton Observations of an Intermediate X-Ray Object in NGC 2276. *The Astrophysical Journal* **604**, 653-661. arXiv : astro-ph/0312211 [astro-ph] (2004) (cf. p. 14).

Davis, J. E., Bautz, M. W., Dewey, D., Heilmann, R. K., Houck, J. C., Huemmoerder, D. P., Marshall, H. L., Nowak, M. A., Schattenburg, M. L., Schulz, N. S. & Smith, R. K. *Raytracing with MARX: x-ray observatory design, calibration, and support in Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray* (éd. Takahashi, T., Murray, S. S. & den Herder, J.-W. A.) **8443** (2012), 84431A (cf. p. 111).

Davis, S. W., Narayan, R., Zhu, Y., Barret, D., Farrell, S. A., Godet, O., Servillat, M. & Webb, N. A. The Cool Accretion Disk in ESO 243-49 HLX-1: Further Evidence of an Intermediate-mass Black Hole. *The Astrophysical Journal* **734**, 111. arXiv : 1104.2614 [astro-ph.HE] (2011) (cf. p. 14).

Denisenko, D. Optical follow-up of MAXI J1820+070 and possible identity with ASASSN-18ey. *The Astronomer's Telegram* **11400**, 1 (2018) (cf. p. 99).

Dewdney, P. E., Hall, P. J., Schilizzi, R. T. & Lazio, T. J. L. W. The Square Kilometre Array. *IEEE Proceedings* **97**, 1482-1496 (2009) (cf. p. 60).

Dinçer, T., Kalemci, E., Tomsick, J. A., Buxton, M. M. & Bailyn, C. D. Complete Multiwavelength Evolution of Galactic Black Hole Transients during Outburst Decay. II. Compact Jets and X-Ray Variability Properties. *The Astrophysical Journal* **795**, 74. arXiv : 1409.3239 [astro-ph.HE] (2014) (cf. p. 30).

Done, C., Gierliński, M. & Kubota, A. Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask. *The Astronomy and Astrophysics Review* **15**, 1-66. arXiv : 0708.0148 [astro-ph] (2007) (cf. p. 18, 21).

Driessen, L. N., McDonald, I., Buckley, D. A. H., Caleb, M., Kotze, E. J., Potter, S. B., Rajwade, K. M., Rowlinson, A., Stappers, B. W., Tremou, E., Woudt, P. A., Fender, R. P., Armstrong, R., Groot, P., Heywood, I., Horesh, A., van der Horst, A. J., Koerding, E., McBride, V. A., Miller-Jones, J. C. A., Mooley, K. P. & Wijers, R. A. M. J. MKT J170456.2-482100: the first transient discovered by MeerKAT. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **491**, 560-575. arXiv : 1911.07713 [astro-ph.SR] (2020) (cf. p. 61).

Dubus, G., Hameury, J. -. & Lasota, J. -. The disc instability model for X-ray transients: Evidence for truncation and irradiation. *Astronomy & Astrophysics* **373**, 251-271. arXiv : astro-ph/0102237 [astro-ph] (2001) (cf. p. 20).

Eddington, A. S. Das Strahlungsgleichgewicht der Sterne. *Zeitschrift fur Physik* **7**, 351-397 (1921) (cf. p. 5).

Espinasse, M. & Fender, R. Spectral differences between the jets in ‘radio-loud’ and ‘radio-quiet’ hard-state black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **473**, 4122-4129 (2018) (cf. p. 30, 31, 74).

Espinasse, M., Carotenuto, F., Tremou, E., Corbel, S., Fender, R., Woudt, P. & Miller-Jones, J. MeerKAT radio detection of MAXI J1803-298. *The Astronomer’s Telegram* **14607**, 1 (2021) (cf. p. 73, 171, 179).

Espinasse, M., Corbel, S., Kaaret, P., Tremou, E., Migliori, G., Plotkin, R. M., Bright, J., Tomsick, J., Tzioumis, A., Fender, R., Orosz, J. A., Gallo, E., Homan, J., Jonker, P. G., Miller-Jones, J. C. A., Russell, D. M. & Motta, S. Relativistic X-Ray Jets from the Black Hole X-Ray Binary MAXI J1820+070. *The Astrophysical Journal Letters* **895**, L31 (2020) (cf. p. 23, 37, 41, 42, 44, 118, 140, 171).

Event Horizon Telescope Collaboration *et al.* First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *The Astrophysical Journal Letters* **875**, L1. arXiv : 1906.11238 [astro-ph.GA] (2019) (cf. p. 3, 60).

Fabbiano, G. X-rays from normal galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **27**, 87-138 (1989) (cf. p. 12).

Falcke, H. & Biermann, P. L. The jet-disk symbiosis. I. Radio to X-ray emission models for quasars. *A&A* **293**, 665-682 (1995) (cf. p. 24, 25).

Falcke, H., Körding, E. & Markoff, S. A scheme to unify low-power accreting black holes. Jet-dominated accretion flows and the radio/X-ray correlation. *Astronomy & Astrophysics* **414**, 895-903. arXiv : astro-ph/0305335 [astro-ph] (2004) (cf. p. 33).

Falcke, H. The Nuclear Jet in M81. *The Astrophysical Journal Letters* **464**, L67. arXiv : astro-ph/9604026 [astro-ph] (1996) (cf. p. 31).

Fender, R., Woudt, P. A., Corbel, S., Coriat, M., Daigne, F., Falcke, H., Girard, J., Heywood, I., Horesh, A., Horrell, J., Jonker, P. G., Joseph, T., Kamble, A., Knigge, C., Körding, E., Kotze, M., Kouveliotou, C., Lynch, C., Maccarone, T., Meintjes, P., Migliari, S., Murphy, T., Nagayama, T., Nelemans, G., Nicholson, G., O'Brien, T., Oodendaal, A., Oozeer, N., Osborne, J., Pérez-Torres, M., Ratcliffe, S., Ribeiro, V. A. R. M., Rol, E., Rushton, A., Scaife, A., Schurch, M., Sivakoff, G., Staley, T., Steeghs, D., Stewart, I., Swinbank, J. D., Vergani, S., Warner, B., Wiersema, K., Armstrong, R., Groot, P., McBride, V., Miller-Jones, J. C. A., Mooley, K., Stappers, B., Wijers, R. A. M. J., Bietenholz, M., Blyth, S., Böttcher, M., Buckley, D., Charles, P., Chomiuk, L., Coppejans, D., de Blok, W. J. G., van der Heyden, K., van der Horst, A. & van Soelen, B. *ThunderKAT: The MeerKAT Large Survey Project for Image-Plane Radio Transients in MeerKAT Science: On the Pathway to the SKA* (2016), 13 (cf. p. 61).

Fender, R. P. Powerful jets from black hole X-ray binaries in low/hard X-ray states. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **322**, 31-42. arXiv : astro-ph/0008447 [astro-ph] (2001) (cf. p. 25).

Fender, R. P. Uses and limitations of relativistic jet proper motions: lessons from Galactic microquasars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **340**, 1353-1358. arXiv : astro-ph/0301225 [astro-ph] (2003) (cf. p. 37, 39).

Fender, R. P., Belloni, T. M. & Gallo, E. Towards a unified model for black hole X-ray binary jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **355**, 1105-1118 (2004) (cf. p. 23, 24, 90).

Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., Muxlow, T. W. B., Pooley, G. G., Spencer, R. E., Stirling, A. M. & Waltman, E. B. MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **304**, 865-876 (1999) (cf. p. 28, 36, 42, 43, 86).

Fender, R. P., Homan, J. & Belloni, T. M. Jets from black hole X-ray binaries: testing, refining and extending empirical models for the coupling to X-rays. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **396**, 1370-1382. arXiv : 0903.5166 [astro-ph.HE] (2009) (cf. p. 89, 90, 94, 133).

Fender, R. in *Compact stellar X-ray sources* 381-419 (2006) (cf. p. 36-39, 41).

- Fender, R. & Bright, J. Synchrotron self-absorption and the minimum energy of optically thick radio flares from stellar mass black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **489**, 4836-4846. arXiv : 1907.07463 [astro-ph.HE] (2019) (cf. p. 40-42, 44).
- Feng, H. & Soria, R. Ultraluminous X-ray sources in the Chandra and XMM-Newton era. *New Astronomy Reviews* **55**, 166-183. arXiv : 1109.1610 [astro-ph.HE] (2011) (cf. p. 13-16).
- Feng, Y., Zhao, X., Li, Y., Gou, L., Jia, N., Liao, Z. & Wang, Y. The spin of new black hole candidate: MAXI J1803-298 observed by NuSTAR and NICER. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **516**, 2074-2079. arXiv : 2112.02794 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 76).
- Ferreira, J., Petrucci, P. .-, Henri, G., Saugé, L. & Pelletier, G. A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. I. The dynamical constituents. *Astronomy & Astrophysics* **447**, 813-825. arXiv : astro-ph/0511123 [astro-ph] (2006) (cf. p. 27).
- Ferrigno, C., Bozzo, E., Del Santo, M. & Capitanio, F. The first outburst of the black-hole candidate MAXI J1836-194 observed by INTEGRAL, Swift, and RXTE. *Astronomy & Astrophysics* **537**, L7. arXiv : 1112.1240 [astro-ph.GA] (2012) (cf. p. 23).
- Frank, J., King, A. R. & Lasota, J. .-. The light curves of low-mass X-ray binaries. *Astronomy & Astrophysics* **178**, 137-142 (1987) (cf. p. 74-76).
- Frank, J., King, A. & Raine, D. J. *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition* (2002) (cf. p. 6, 9, 11).
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E., Brickhouse, N. S., Burke, D. J., Davis, J. E., Durham, N., Elvis, M., Galle, E. C., Harris, D. E., Huenemoerder, D. P., Houck, J. C., Ishibashi, B., Karovska, M., Nicastro, F., Noble, M. S., Nowak, M. A., Primini, F. A., Siemiginowska, A., Smith, R. K. & Wise, M. *CIAO: Chandra's data analysis system in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* **6270** (2006), 62701V (cf. p. 55, 102).
- Gallo, E., Corbel, S., Fender, R. P., Maccarone, T. J. & Tzioumis, A. K. A transient large-scale relativistic radio jet from GX 339-4. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **347**, L52-L56. arXiv : astro-ph/0311452 [astro-ph] (2004) (cf. p. 28, 36, 46).
- Gallo, E., Fender, R. P. & Pooley, G. G. A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **344**, 60-72 (2003) (cf. p. 29).

Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., Mason, K. O., Nousek, J. A., Wells, A. A., White, N. E., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., Cominsky, L. R., Hurley, K. C., Marshall, F. E., Mészáros, P., Roming, P. W. A., Angelini, L., Barbier, L. M., Belloni, T., Campana, S., Caraveo, P. A., Chester, M. M., Citterio, O., Cline, T. L., Cropper, M. S., Cummings, J. R., Dean, A. J., Feigelson, E. D., Fenimore, E. E., Frail, D. A., Fruchter, A. S., Garmire, G. P., Gendreau, K., Ghisellini, G., Greiner, J., Hill, J. E., Hunsberger, S. D., Krimm, H. A., Kulkarni, S. R., Kumar, P., Lebrun, F., Lloyd-Ronning, N. M., Markwardt, C. B., Mattson, B. J., Mushotzky, R. F., Norris, J. P., Osborne, J., Paczynski, B., Palmer, D. M., Park, H. .-, Parsons, A. M., Paul, J., Rees, M. J., Reynolds, C. S., Rhoads, J. E., Sasseen, T. P., Schaefer, B. E., Short, A. T., Smale, A. P., Smith, I. A., Stella, L., Tagliaferri, G., Takahashi, T., Tashiro, M., Townsley, L. K., Tueller, J., Turner, M. J. L., Vietri, M., Voges, W., Ward, M. J., Willingale, R., Zerbi, F. M. & Zhang, W. W. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *The Astrophysical Journal* **611**, 1005-1020. arXiv : astro-ph/0405233 [astro-ph] (2004) (cf. p. 53).

Grisé, F., Kaaret, P., Corbel, S., Feng, H., Cseh, D. & Tao, L. Optical Emission of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 5408 X-1: Donor Star or Irradiated Accretion Disk? *The Astrophysical Journal* **745**, 123. arXiv : 1109.4423 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. 13, 146, 159-161).

Gropp, J. D., Kennea, J. A., Lien, A. Y., Marshall, F. E., Page, K. L., Palmer, D. M., Sbarufatti, B., Siegel, M. H. & Tohuvavohu, A. Swift Detection of MAXI J1803-298 including an optical counterpart. *The Astronomer's Telegram* **14591**, 1 (2021) (cf. p. 94).

Gúrpide, A., Godet, O., Koliopanos, F., Webb, N. & Olive, J. .-. Long-term X-ray spectral evolution of ultraluminous X-ray sources: implications on the accretion flow geometry and the nature of the accretor. *Astronomy & Astrophysics* **649**, A104. arXiv : 2102.11159 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. 13).

Haardt, F. & Maraschi, L. A Two-Phase Model for the X-Ray Emission from Seyfert Galaxies. *The Astrophysical Journal Letters* **380**, L51 (1991) (cf. p. 32).

Haardt, F. & Maraschi, L. X-Ray Spectra from Two-Phase Accretion Disks. *The Astrophysical Journal* **413**, 507 (1993) (cf. p. 27).

Haardt, F., Maraschi, L. & Ghisellini, G. A Model for the X-Ray and Ultraviolet Emission from Seyfert Galaxies and Galactic Black Holes. *The Astrophysical Journal Letters* **432**, L95. arXiv : astro-ph/9405059 [astro-ph] (1994) (cf. p. 28).

Hambusch, J., Ulowetz, J., Vanmunster, T., Cejudo, D. & Patterson, J. Optical Rebrightening of ASASSN-18ey = MAXI J1820+070. *The Astronomer's Telegram* **13014**, 1 (2019) (cf. p. 99).



Hannikainen, D., Campbell-Wilson, D., Hunstead, R., McIntyre, V., Lovell, J., Reynolds, J., Tzioumis, T. & Wu, K. XTE J1550-564: a superluminal ejection during the September 1998 outburst. *Astrophysics and Space Science Supplement* **276**, 45-48. arXiv : astro-ph/0011051 [astro-ph] (2001) (cf. p. 45).

Hao, J. F. & Zhang, S. N. Large-scale Cavities Surrounding Microquasars Inferred from Evolution of Their Relativistic Jets. *The Astrophysical Journal* **702**, 1648-1661. arXiv : 0907.3849 [astro-ph.HE] (2009) (cf. p. 45, 47, 48, 100, 110, 111, 118, 119, 142).

Harmon, B. A., McCollough, M. L., Wilson, C. A., Zhang, S. N. & Paciesas, W. S. XTE J1748-288. *IAU Circ.* **6933**, 3 (1998) (cf. p. 123).

Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., Hailey, C. J., Zhang, W. W., Boggs, S. E., Stern, D., Cook, W. R., Forster, K., Giommi, P., Grefenstette, B. W., Kim, Y., Kitaguchi, T., Koglin, J. E., Madsen, K. K., Mao, P. H., Miyasaka, H., Mori, K., Perri, M., Pivovarov, M. J., Puccetti, S., Rana, V. R., Westergaard, N. J., Willis, J., Zoglauer, A., An, H., Bachetti, M., Barrière, N. M., Bellm, E. C., Bhalerao, V., Brejnholt, N. F., Fuerst, F., Liebe, C. C., Markwardt, C. B., Nynka, M., Vogel, J. K., Walton, D. J., Wik, D. R., Alexander, D. M., Cominsky, L. R., Hornschemeier, A. E., Hornstrup, A., Kaspi, V. M., Madejski, G. M., Matt, G., Molendi, S., Smith, D. M., Tomsick, J. A., Ajello, M., Ballantyne, D. R., Baloković, M., Barret, D., Bauer, F. E., Blandford, R. D., Brandt, W. N., Brenneman, L. W., Chiang, J., Chakrabarty, D., Chenevez, J., Comastri, A., Dufour, F., Elvis, M., Fabian, A. C., Farrah, D., Fryer, C. L., Gotthelf, E. V., Grindlay, J. E., Helfand, D. J., Krivonos, R., Meier, D. L., Miller, J. M., Natalucci, L., Ogle, P., Ofek, E. O., Ptak, A., Reynolds, S. P., Rigby, J. R., Tagliaferri, G., Thorsett, S. E., Treister, E. & Urry, C. M. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission. *The Astrophysical Journal* **770**, 103. arXiv : 1301.7307 [astro-ph.IM] (2013) (cf. p. 51).

Heinz, S. Radio lobe dynamics and the environment of microquasars. *Astronomy & Astrophysics* **388**, L40-L43 (2002) (cf. p. 47, 110, 119, 142).

Heywood, I. *oxkat: Semi-automated imaging of MeerKAT observations* Astrophysics Source Code Library, record ascl:2009.003. 2020. ascl : 2009.003 (cf. p. 76).

HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., Keller, R., Kerp, J., Lenz, D., Winkel, B., Bailin, J., Calabretta, M. R., Dedes, L., Ford, H. A., Gibson, B. K., Haud, U., Janowiecki, S., Kalberla, P. M. W., Lockman, F. J., McClure-Griffiths, N. M., Murphy, T., Nakanishi, H., Pisano, D. J. & Staveley-Smith, L. HI4PI: A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS. *Astronomy & Astrophysics* **594**, A116. arXiv : 1610.06175 [astro-ph.GA] (2016) (cf. p. 93).

Hjellming, R. M. & Rupen, M. P. Episodic ejection of relativistic jets by the X-ray transient GRO J1655 - 40. *Nature* **375**, 464-468 (1995) (cf. p. 28, 36).

Hjellming, R. M., Rupen, M. P., Ghigo, F., Waltman, E. B. & Mioduszewski, A. J. XTE J1748-288. *IAU Circ.* **6937**, 1 (1998) (cf. p. [123](#)).

Hjellming, R. M., Rupen, M. P. & Mioduszewski, A. J. XTE J1748-288. *IAU Circ.* **6934**, 1 (1998) (cf. p. [123](#), [125](#)).

Hjellming, R. M., Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J., Smith, D. A., Harmon, B. A., Waltman, E. B., Ghigo, F. D. & Pooley, G. G. *Radio and X-ray Observations of the New Relativistic Jet X-ray Transient XTE J1748-288* in *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **193** (1998), 103.08 (cf. p. [123](#), [138](#), [142](#)).

Hjellming, R. M. & Wade, C. M. Radio Emission from X-Ray Sources. *The Astrophysical Journal Letters* **168**, L21 (1971) (cf. p. [xviii](#)).

Högbom, J. A. Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *Astronomy & Astrophysics Supplement* **15**, 417 (1974) (cf. p. [68](#), [103](#)).

Homan, J., Gendreau, K. C., Sanna, A., Jaisawal, G. K., Buisson, D. J. K., Bult, P. M., Altamirano, D., Neilsen, J. & Kara, E. NICER detection of possibly periodic X-ray absorption dips in MAXI J1803-298. *The Astronomer's Telegram* **14606**, 1 (2021) (cf. p. [74](#)).

Homan, J. & Belloni, T. The Evolution of Black Hole States. *Astrophysics and Space Science* **300**, 107-117. arXiv : astro-ph/0412597 [astro-ph] (2005) (cf. p. [20](#), [21](#)).

Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., Belloni, T., van Paradijs, J., Klein-Wolt, M., Fender, R. & Méndez, M. Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1550-564: A New Interpretation of Black Hole States. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **132**, 377-402. arXiv : astro-ph/0001163 [astro-ph] (2001) (cf. p. [23](#), [24](#), [89](#), [133](#)).

Huang, Y. F., Dai, Z. G. & Lu, T. A generic dynamical model of gamma-ray burst remnants. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **309**, 513-516. arXiv : astro-ph/9906370 [astro-ph] (1999) (cf. p. [49](#)).

Hugo, B. V., Perkins, S., Merry, B., Mauch, T. & Smirnov, O. M. *Tricolour: An Optimized SumThreshold Flagger for MeerKAT* in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* (éd. Ruiz, J. E., Pierfederici, F. & Teuben, P.) **532** (2022), 541. arXiv : 2206.09179 [astro-ph.IM] (cf. p. [77](#)).

Ichimaru, S. Bimodal behavior of accretion disks: theory and application to Cygnus X-1 transitions. *The Astrophysical Journal* **214**, 840-855 (1977) (cf. p. [32](#)).

Immler, S. & Lewin, W. H. G. in *Supernovae and Gamma-Ray Bursters* (éd. Weiler, K.) 91-111 (2003) (cf. p. 12).

Jana, A., Naik, S., Jaisawal, G. K., Chhotaray, B., Kumari, N. & Gupta, S. AstroSat observation of X-ray dips and state transition in the black hole candidate MAXI J1803-298. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **511**, 3922-3936. arXiv : 2202.00479 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 76, 91).

Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., Clavel, J., Ehle, M., Erd, C., Gabriel, C., Guainazzi, M., Gondoin, P., Much, R., Munoz, R., Santos, M., Schartel, N., Texier, D. & Vacanti, G. XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *Astronomy & Astrophysics* **365**, L1-L6 (2001) (cf. p. 51).

Jonas, J. L. MeerKAT - The South African Array With Composite Dishes and Wide-Band Single Pixel Feeds. *IEEE Proceedings* **97**, 1522-1530 (2009) (cf. p. 60).

Kaaret, P. Open questions on black hole binaries. *Astronomische Nachrichten* **329**, 202 (2008) (cf. p. 12).

Kaaret, P., Corbel, S., Tomsick, J. A., Fender, R., Miller, J. M., Orosz, J. A., Tzioumis, A. K. & Wijnands, R. X-Ray Emission from the Jets of XTE J1550-564. *The Astrophysical Journal* **582**, 945-953 (2003) (cf. p. 45, 46, 100, 110).

Kaaret, P., Ward, M. J. & Zezas, A. High-resolution imaging of the HeII  $\lambda$ 4686 emission line nebula associated with the ultraluminous X-ray source in Holmberg II. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **351**, L83-L88. arXiv : astro-ph/0407031 [astro-ph] (2004) (cf. p. 14).

Kaaret, P. & Corbel, S. A Photoionized Nebula Surrounding and Variable Optical Continuum Emission from the Ultraluminous X-Ray Source in NGC 5408. *The Astrophysical Journal* **697**, 950-956 (2009) (cf. p. 14, 146).

Kaaret, P., Corbel, S., Prestwich, A. H. & Zezas, A. Radio Emission from an Ultraluminous X-ray Source. *Science* **299**, 365-368. arXiv : astro-ph/0302182 [astro-ph] (2003) (cf. p. 146, 155-157, 159, 160).

Kaaret, P. & Feng, H. X-ray Monitoring of Ultraluminous X-ray Sources. *The Astrophysical Journal* **702**, 1679-1682. arXiv : 0907.5415 [astro-ph.HE] (2009) (cf. p. 145).

Kaaret, P., Feng, H. & Roberts, T. P. Ultraluminous X-Ray Sources. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **55**, 303-341. arXiv : 1703.10728 [astro-ph.HE] (2017) (cf. p. 13).

Kalemci, E., Dinçer, T., Tomsick, J. A., Buxton, M. M., Bailyn, C. D. & Chun, Y. Y. Complete Multiwavelength Evolution of Galactic Black Hole Transients

during Outburst Decay. I. Conditions for “Compact” Jet Formation. *The Astrophysical Journal* **779**, 95. arXiv : 1310.5482 [astro-ph.HE] (2013) (cf. p. 23, 90).

Kara, E., Steiner, J. F., Fabian, A. C., Cackett, E. M., Uttley, P., Remillard, R. A., Gendreau, K. C., Arzoumanian, Z., Altamirano, D. & Eikenberry, S. The corona contracts in a black-hole transient. *Nature* **565**, 198-201 (2019) (cf. p. 27).

Karachentsev, I. D., Sharina, M. E., Dolphin, A. E., Grebel, E. K., Geisler, D., Guhathakurta, P., Hodge, P. W., Karachentseva, V. E., Sarajedini, A. & Seitzer, P. New distances to galaxies in the Centaurus A group. *Astronomy & Astrophysics* **385**, 21-31 (2002) (cf. p. 145).

Kawamuro, T., Negoro, H., Yoneyama, T., Ueno, S., Tomida, H., Ishikawa, M., Sugawara, Y., Isobe, N., Shimomukai, R., Mihara, T., Sugizaki, M., Nakahira, S., Iwakiri, W., Yatabe, F., Takao, Y., Matsuoka, M., Kawai, N., Sugita, S., Yoshii, T., Tachibana, Y., Harita, S., Morita, K., Yoshida, A., Sakamoto, T., Serino, M., Kawakubo, Y., Kitaoka, Y., Hashimoto, T., Tsunemi, H., Nakajima, M., Kawase, T., Sakamaki, A., Maruyama, W., Ueda, Y., Hori, T., Tanimoto, A., Oda, S., Morita, T., Yamada, S., Tsuboi, Y., Nakamura, Y., Sasaki, R., Kawai, H., Sato, T., Yamauchi, M., Hanyu, C., Hidaka, K., Yamaoka, K. & Shidatsu, M. MAXI/GSC detection of a probable new X-ray transient MAXI J1820+070. *The Astronomer’s Telegram* **11399**, 1 (2018) (cf. p. 99).

Kennea, J. A., Marshall, F. E., Page, K. L., Palmer, D. M., Siegel, M. H. & Neil Gehrels Swift Observatory Team. Swift detection of MAXI J1820+070. *The Astronomer’s Telegram* **11403**, 1 (2018) (cf. p. 99).

Kenyon, J. S., Smirnov, O. M., Grobler, T. L. & Perkins, S. J. CUBICAL - fast radio interferometric calibration suite exploiting complex optimization. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **478**, 2399-2415. arXiv : 1805.03410 [astro-ph.IM] (2018) (cf. p. 77).

Khargharia, J., Froning, C. S., Robinson, E. L. & Gelino, D. M. The Mass of the Black Hole in XTE J1118+480. *The Astronomical Journal* **145**, 21. arXiv : 1211.2786 [astro-ph.SR] (2013) (cf. p. 74).

Kochanek, C. S., Shappee, B. J., Stanek, K. Z., Holoiën, T. W. .-. , Thompson, T. A., Prieto, J. L., Dong, S., Shields, J. V., Will, D., Britt, C., Perzanowski, D. & Pojmański, G. The All-Sky Automated Survey for Supernovae (ASAS-SN) Light Curve Server v1.0. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **129**, 104502. arXiv : 1706.07060 [astro-ph.SR] (2017) (cf. p. 99).

Körding, E., Falcke, H. & Corbel, S. Refining the fundamental plane of accreting black holes. *Astronomy & Astrophysics* **456**, 439-450. arXiv : astro-ph/0603117 [astro-ph] (2006) (cf. p. 33).

- Körding, E. Scaling Relations from Stellar to Supermassive Black Holes. *Space Science Reviews* **183**, 149-161 (2014) (cf. p. 25).
- Kovlakas, K., Zezas, A., Andrews, J. J., Basu-Zych, A., Fragos, T., Hornschemeier, A., Lehmer, B. & Ptak, A. A census of ultraluminous X-ray sources in the local Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **498**, 4790-4810. arXiv : 2008.10572 [astro-ph.GA] (2020) (cf. p. 13).
- Kurtzer, G. M., Sochat, V. & Bauer, M. W. Singularity: Scientific containers for mobility of compute. *PLOS ONE* **12**, 1-20 (2017) (cf. p. 77).
- Lamer, G., Schwope, A. D., Predehl, P., Traulsen, I., Wilms, J. & Freyberg, M. A giant X-ray dust scattering ring discovered with SRG/eROSITA around the black hole transient MAXI J1348-630. *Astronomy & Astrophysics* **647**, A7. arXiv : 2012.11754 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. 118).
- Lang, C. C., Kaaret, P., Corbel, S. & Mercer, A. A Radio Nebula Surrounding the Ultraluminous X-Ray Source in NGC 5408. *The Astrophysical Journal* **666**, 79-85. arXiv : 0705.1978 [astro-ph] (2007) (cf. p. 13, 146, 156-158, 169).
- Lasota, J.-P. The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binary transients. *New Astronomy Reviews* **45**, 449-508. arXiv : astro-ph/0102072 [astro-ph] (2001) (cf. p. 17).
- Latter, H. N. & Papaloizou, J. C. B. Hysteresis and thermal limit cycles in MRI simulations of accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **426**, 1107-1120. arXiv : 1207.4727 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. 17, 18).
- Lehmann, I., Becker, T., Fabrika, S., Roth, M., Miyaji, T., Afanasiev, V., Sholukhova, O., Sánchez, S. F., Greiner, J., Hasinger, G., Costantini, E., Surkov, A. & Burenkov, A. Integral field spectroscopy of the ultraluminous X-ray source Holmberg II X-1. *Astronomy & Astrophysics* **431**, 847-860. arXiv : astro-ph/0410458 [astro-ph] (2005) (cf. p. 14).
- Lewin, W. H. G., van Paradijs, J. & van den Heuvel, E. P. J. *X-ray Binaries* (1997) (cf. p. 7).
- Lipunova, G. V. & Malanchev, K. L. Determination of the turbulent parameter in accretion discs: effects of self-irradiation in 4U 1543-47 during the 2002 outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **468**, 4735-4747. arXiv : 1610.01399 [astro-ph.HE] (2017) (cf. p. 133).
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J. & van den Heuvel, E. P. J. A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition). *Astronomy & Astrophysics* **469**, 807-810. arXiv : 0707.0544 [astro-ph] (2007) (cf. p. 7).

Loh, A. *Évènements explosifs dans le ciel transitoire*. Thèse (Université Paris Diderot (Paris 7), 2016) (cf. p. 22).

Long, K. S., Dodorico, S., Charles, P. A. & Dopita, M. A. Observations of the X-ray sources in the nearby SC galaxy M 33. *The Astrophysical Journal Letters* **246**, L61-L64 (1981) (cf. p. 12).

Longair, M. S. *High Energy Astrophysics* (Cambridge University Press, 2011) (cf. p. 42, 44).

Lynden-Bell, D. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. *Nature* **223**, 690-694 (1969) (cf. p. 3).

Maccarone, T. J. On the misalignment of jets in microquasars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **336**, 1371-1376. arXiv : astro-ph/0209105 [astro-ph] (2002) (cf. p. 39, 76, 97).

Maccarone, T. J., Osler, A., Miller-Jones, J. C. A., Atri, P., Russell, D. M., Meier, D. L., McHardy, I. M. & Longa-Peña, P. A. The stringent upper limit on jet power in the persistent soft-state source 4U 1957+11. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **498**, L40-L45. arXiv : 2007.00834 [astro-ph.HE] (2020) (cf. p. 23).

Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., Ohnishi, T., Tashiro, M., Aruga, Y., Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., Ueda, Y., Uno, S., Yamaoka, K., Ebisawa, K., Kohmura, Y. & Okada, K. The Nature of Ultraluminous Compact X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies. *The Astrophysical Journal* **535**, 632-643. arXiv : astro-ph/0001009 [astro-ph] (2000) (cf. p. 13).

Margon, B. Observations of SS 433. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **22**, 507-536 (1984) (cf. p. 36).

Margon, B. & Ostriker, J. P. The Luminosity Function of Galactic X-Ray Sources - a Cutoff and a “standard Candle”? *The Astrophysical Journal* **186**, 91-96 (1973) (cf. p. 6).

Markoff, S., Nowak, M. A. & Wilms, J. Going with the Flow: Can the Base of Jets Subsume the Role of Compact Accretion Disk Coronae? *The Astrophysical Journal* **635**, 1203-1216. arXiv : astro-ph/0509028 [astro-ph] (2005) (cf. p. 27).

Marshall, H. L., Canizares, C. R. & Schulz, N. S. The High-Resolution X-Ray Spectrum of SS 433 Using the Chandra HETGS. *The Astrophysical Journal* **564**, 941-952. arXiv : astro-ph/0108206 [astro-ph] (2002) (cf. p. 36).

- Mata Sánchez, D., Muñoz-Darias, T., Cúneo, V. A., Armas Padilla, M., Sánchez-Sierras, J., Panizo-Espinar, G., Casares, J., Corral-Santana, J. M. & Torres, M. A. P. Hard-state Optical Wind during the Discovery Outburst of the Black Hole X-Ray Dipper MAXI J1803-298. *The Astrophysical Journal Letters* **926**, L10. arXiv : 2201.09896 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. [73](#), [74](#), [76](#), [88](#), [89](#), [91](#)).
- Matsuoka, M., Kawasaki, K., Ueno, S., Tomida, H., Kohama, M., Suzuki, M., Adachi, Y., Ishikawa, M., Mihara, T., Sugizaki, M., Isobe, N., Nakagawa, Y., Tsunemi, H., Miyata, E., Kawai, N., Kataoka, J., Morii, M., Yoshida, A., Negoro, H., Nakajima, M., Ueda, Y., Chujo, H., Yamaoka, K., Yamazaki, O., Nakahira, S., You, T., Ishiwata, R., Miyoshi, S., Eguchi, S., Hiroi, K., Katayama, H. & Ebisawa, K. The MAXI Mission on the ISS: Science and Instruments for Monitoring All-Sky X-Ray Images. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **61**, 999. arXiv : 0906.0631 [astro-ph.IM] (2009) (cf. p. [99](#)).
- McClintock, J. E. & Remillard, R. A. in *Compact stellar X-ray sources* 157-213 (2006) (cf. p. [21](#), [133](#)).
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W. & Golap, K. *CASA Architecture and Applications in Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI* (éd. Shaw, R. A., Hill, F. & Bell, D. J.) **376** (2007), 127 (cf. p. [65](#), [77](#), [103](#)).
- Merloni, A., Heinz, S. & di Matteo, T. A Fundamental Plane of black hole activity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **345**, 1057-1076. arXiv : astro-ph/0305261 [astro-ph] (2003) (cf. p. [33](#), [34](#)).
- Meyer, F. & Meyer-Hofmeister, E. On the elusive cause of cataclysmic variable outbursts. *Astronomy & Astrophysics* **104**, L10-L12 (1981) (cf. p. [17](#)).
- Meyer-Hofmeister, E. & Meyer, F. The relation between radio and X-ray luminosity of black hole binaries: affected by inner cool disks? *Astronomy & Astrophysics* **562**, A142. arXiv : 1401.7525 [astro-ph.HE] (2014) (cf. p. [31](#)).
- Middleton, M. J., Roberts, T. P., Done, C. & Jackson, F. E. Challenging times: a re-analysis of NGC 5408 X-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **411**, 644-652. arXiv : 1009.2686 [astro-ph.CO] (2011) (cf. p. [13](#), [146](#)).
- Middleton, M. J., Walton, D. J., Alston, W., Dauser, T., Eikenberry, S., Jiang, Y. .-, Fabian, A. C., Fuerst, F., Brightman, M., Marshall, H., Parker, M., Pinto, C., Harrison, F. A., Bachetti, M., Altamirano, D., Bird, A. J., Perez, G., Miller-Jones, J., Charles, P., Boggs, S., Christensen, F., Craig, W., Forster, K., Grefenstette, B., Hailey, C., Madsen, K., Stern, D. & Zhang, W. NuSTAR reveals the hidden nature of SS433. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **506**, 1045-1058. arXiv : 1810.10518 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. [14](#)).

Migliori, G., Corbel, S., Tomsick, J. A., Kaaret, P., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Coriat, M. & Orosz, J. A. Evolving morphology of the large-scale relativistic jets from XTE J1550-564. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **472**, 141-165 (2017) (cf. p. [36](#), [45](#), [47](#), [100](#), [110](#), [114](#), [117](#), [118](#)).

Mihara, T., Nakajima, M., Sugizaki, M., Serino, M., Matsuoka, M., Kohama, M., Kawasaki, K., Tomida, H., Ueno, S., Kawai, N., Kataoka, J., Morii, M., Yoshida, A., Yamaoka, K., Nakahira, S., Negoro, H., Isobe, N., Yamauchi, M. & Sakurai, I. Gas Slit Camera (GSC) onboard MAXI on ISS. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **63**, S623-S634. arXiv : 1103.4224 [astro-ph.IM] (2011) (cf. p. [73](#)).

Miller, J. M., Fox, D. W., Di Matteo, T., Wijnands, R., Belloni, T., Pooley, D., Kouveliotou, C. & Lewin, W. H. G. Relativistic Iron Emission and Disk Reflection in Galactic Microquasar XTE J1748-288. *The Astrophysical Journal* **546**, 1055-1067. arXiv : astro-ph/0008118 [astro-ph] (2001) (cf. p. [124](#)).

Miller, J. M., Gendreau, K., Ludlam, R. M., Fabian, A. C., Altamirano, D., Arzoumanian, Z., Bult, P. M., Cackett, E. M., Homan, J., Kara, E., Neilsen, J., Remillard, R. A. & Tombesi, F. A NICER Spectrum of MAXI J1535-571: Near-maximal Black Hole Spin and Potential Disk Warping. *The Astrophysical Journal Letters* **860**, L28. arXiv : 1806.04115 [astro-ph.HE] (2018) (cf. p. [118](#)).

Miller, M. C. & Colbert, E. J. M. Intermediate-Mass Black Holes. *International Journal of Modern Physics D* **13**, 1-64. arXiv : astro-ph/0308402 [astro-ph] (2004) (cf. p. [146](#)).

Miller-Jones, J. C. A., Jonker, P. G., Ratti, E. M., Torres, M. A. P., Brocksopp, C., Yang, J. & Morrell, N. I. An accurate position for the black hole candidate XTE J1752-223: re-interpretation of the VLBI data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **415**, 306-312. arXiv : 1103.2826 [astro-ph.HE] (2011) (cf. p. [140](#)).

Miller-Jones, J. C. A., Sivakoff, G. R., Altamirano, D., Coriat, M., Corbel, S., Dhawan, V., Krimm, H. A., Remillard, R. A., Rupen, M. P., Russell, D. M., Fender, R. P., Heinz, S., Körding, E. G., Maitra, D., Markoff, S., Migliari, S., Sarazin, C. L. & Tudose, V. Disc-jet coupling in the 2009 outburst of the black hole candidate H1743-322. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **421**, 468-485. arXiv : 1201.1678 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. [23](#), [40](#), [90](#)).

Miller-Jones, J. C. A., Blundell, K. M., Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J., Duffy, P. & Beasley, A. J. Time-sequenced Multi-Radio Frequency Observations of Cygnus X-3 in Flare. *The Astrophysical Journal* **600**, 368-389. arXiv : astro-ph/0311277 [astro-ph] (2004) (cf. p. [158](#)).



- Miller-Jones, J. C. A., Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Middleton, M. J., Altamirano, D., Anderson, G. E., Belloni, T. M., Fender, R. P., Jonker, P. G., Körding, E. G., Krimm, H. A., Maitra, D., Markoff, S., Migliari, S., Mooley, K. P., Rupen, M. P., Russell, D. M., Russell, T. D., Sarazin, C. L., Soria, R. & Tudose, V. A rapidly changing jet orientation in the stellar-mass black-hole system V404 Cygni. *Nature* **569**, 374-377. arXiv : 1906.05400 [astro-ph.HE] (2019) (cf. p. [28](#), [36](#), [76](#), [87](#)).
- Mioduszewski, A. J., Rupen, M. P., Hjellming, R. M., Pooley, G. G. & Waltman, E. B. A One-sided Highly Relativistic Jet from Cygnus X-3. *The Astrophysical Journal* **553**, 766-775. arXiv : astro-ph/0102018 [astro-ph] (2001) (cf. p. [28](#), [36](#)).
- Mirabel, I. F., Bandyopadhyay, R., Charles, P. A., Shahbaz, T. & Rodríguez, L. F. The Superluminal Source GRS 1915+105: A High Mass X-Ray Binary? *The Astrophysical Journal Letters* **477**, L45-L48 (1997) (cf. p. [37](#)).
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cordier, B., Paul, J. & Lebrun, F. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942. *Nature* **358**, 215-217 (1992) (cf. p. [xviii](#)).
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. A superluminal source in the Galaxy. *Nature* **371**, 46-48 (1994) (cf. p. [xviii](#), [23](#), [28](#), [35-38](#)).
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. Sources of Relativistic Jets in the Galaxy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **37**, 409-443. arXiv : astro-ph/9902062 [astro-ph] (1999) (cf. p. [37](#), [38](#)).
- Misra, D., Fragos, T., Tauris, T. M., Zapartas, E. & Aguilera-Dena, D. R. The origin of pulsating ultra-luminous X-ray sources: Low- and intermediate-mass X-ray binaries containing neutron star accretors. *Astronomy & Astrophysics* **642**, A174. arXiv : 2004.01205 [astro-ph.HE] (2020) (cf. p. [8](#)).
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M., Ogawara, Y., Shibasaki, N., Suzuki, K., Tanaka, Y. & Hirano, T. Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from Tenma. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **36**, 741-759 (1984) (cf. p. [56](#)).
- Mohan, N. & Rafferty, D. *PyBDSF: Python Blob Detection and Source Finder* Astrophysics Source Code Library, record ascl:1502.007. 2015. ascl : 1502.007 (cf. p. [71](#)).
- Morris, S. L. Two Mathematical Expansions of the Roche Equipotentials. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **106**, 154 (1994) (cf. p. [8](#)).

Motta, S. E., Casella, P. & Fender, R. P. Radio-loudness in black hole transients: evidence for an inclination effect. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **478**, 5159-5173 (2018) (cf. p. 30, 31).

Motta, S. E., Rodriguez, J., Jourdain, E., Del Santo, M., Belanger, G., Cangemi, F., Grinberg, V., Kajava, J. J. E., Kuulkers, E., Malzac, J., Pottschmidt, K., Roques, J. P., Sánchez-Fernández, C. & Wilms, J. The INTEGRAL view on black hole X-ray binaries. *New Astronomy Reviews* **93**, 101618. arXiv : 2105.05547 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. 7).

Narayan, R. & Yi, I. Advection-dominated Accretion: A Self-similar Solution. *The Astrophysical Journal Letters* **428**, L13. arXiv : astro-ph/9403052 [astro-ph] (1994) (cf. p. 32).

National Radio Astronomy Observatory. *Superfast Cosmic Jet “Hits the Wall”* National Radio Astronomy Observatory Press Release. 1999 (cf. p. 123, 138, 140).

Offringa, A. R. *AOFlagger: RFI Software* Astrophysics Source Code Library, record ascl:1010.017. 2010. ascl : 1010.017 (cf. p. 66).

Offringa, A. R., McKinley, B., Hurley-Walker, N., Briggs, F. H., Wayth, R. B., Kaplan, D. L., Bell, M. E., Feng, L., Neben, A. R., Hughes, J. D., Rhee, J., Murphy, T., Bhat, N. D. R., Bernardi, G., Bowman, J. D., Cappallo, R. J., Corey, B. E., Deshpande, A. A., Emrich, D., Ewall-Wice, A., Gaensler, B. M., Goeke, R., Greenhill, L. J., Hazelton, B. J., Hindson, L., Johnston-Hollitt, M., Jacobs, D. C., Kasper, J. C., Kratzenberg, E., Lenc, E., Lonsdale, C. J., Lynch, M. J., McWhirter, S. R., Mitchell, D. A., Morales, M. F., Morgan, E., Kudryavtseva, N., Oberoi, D., Ord, S. M., Pindor, B., Procopio, P., Prabu, T., Riding, J., Roshni, D. A., Shankar, N. U., Srivani, K. S., Subrahmanyam, R., Tingay, S. J., Waterson, M., Webster, R. L., Whitney, A. R., Williams, A. & Williams, C. L. WSCLEAN: an implementation of a fast, generic wide-field imager for radio astronomy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **444**, 606-619. arXiv : 1407.1943 [astro-ph.IM] (2014) (cf. p. 77).

Offringa, A. R., van de Gronde, J. J. & Roerdink, J. B. T. M. A morphological algorithm for improving radio-frequency interference detection. *Astronomy & Astrophysics* **539**, A95. arXiv : 1201.3364 [astro-ph.IM] (2012) (cf. p. 66).

Okada, K., Dotani, T., Makishima, K., Mitsuda, K. & Mihara, T. ASCA Observation of Bright X-Ray Sources in the Nearby Spiral Galaxy IC 342. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **50**, 25-30 (1998) (cf. p. 13).

Orosz, J. A., McClintock, J. E., Remillard, R. A. & Corbel, S. Orbital Parameters for the Black Hole Binary XTE J1650-500. *The Astrophysical Journal* **616**, 376-382. arXiv : astro-ph/0404343 [astro-ph] (2004) (cf. p. 74).

- Orosz, J. A., Steiner, J. F., McClintock, J. E., Torres, M. A. P., Remillard, R. A., Bailyn, C. D. & Miller, J. M. An Improved Dynamical Model for the Microquasar XTE J1550-564. *The Astrophysical Journal* **730**, 75. arXiv : 1101.2499 [astro-ph.SR] (2011) (cf. p. 74, 118).
- Osaki, Y. An Accretion Model for the Outbursts of U Geminorum Stars. *Publications of the Astronomical Society of Japan* **26**, 429 (1974) (cf. p. 17).
- Pakull, M. W. & Mirioni, L. Optical Counterparts of Ultraluminous X-Ray Sources. *arXiv e-prints*, astro-ph/0202488. arXiv : astro-ph/0202488 [astro-ph] (2002) (cf. p. 14).
- Plotkin, R. M., Markoff, S., Kelly, B. C., Körding, E. & Anderson, S. F. Using the Fundamental Plane of black hole activity to distinguish X-ray processes from weakly accreting black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **419**, 267-286. arXiv : 1105.3211 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. 33, 34).
- Portegies Zwart, S. F., Dewi, J. & Maccarone, T. Intermediate mass black holes in accreting binaries: formation, evolution and observational appearance. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **355**, 413-423. arXiv : astro-ph/0408402 [astro-ph] (2004) (cf. p. 15).
- Poutanen, J., Lipunova, G., Fabrika, S., Butkevich, A. G. & Abolmasov, P. Supercritically accreting stellar mass black holes as ultraluminous X-ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **377**, 1187-1194. arXiv : astro-ph/0609274 [astro-ph] (2007) (cf. p. 15).
- Poutanen, J., Veledina, A., Berdyugin, A. V., Berdyugina, S. V., Jermak, H., Jonker, P. G., Kajava, J. J. E., Kosenkov, I. A., Kravtsov, V., Piirola, V., Shrestha, M., Perez Torres, M. A. & Tsygankov, S. S. Black hole spin-orbit misalignment in the X-ray binary MAXI J1820+070. *Science* **375**, 874-876. arXiv : 2109.07511 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 39, 76, 97).
- Poutanen, J., Veledina, A. & Revnivtsev, M. G. Colours of black holes: infrared flares from the hot accretion disc in XTE J1550-564. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **445**, 3987-3998. arXiv : 1409.6504 [astro-ph.HE] (2014) (cf. p. 27).
- Pringle, J. E. Accretion discs in astrophysics. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **19**, 137-162 (1981) (cf. p. 10, 19).
- Remillard, R. A. & McClintock, J. E. X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **44**, 49-92. arXiv : astro-ph/0606352 [astro-ph] (2006) (cf. p. 13, 14, 21, 142).

Revnivtsev, M. G., Trudolyubov, S. P. & Borozdin, K. N. RXTE observations of Galactic microquasar XTE J1748-288 during its 1998 outburst. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **312**, 151-158 (2000) (cf. p. [131](#), [132](#), [134](#)).

Riazuelo, A. Seeing relativity-I: Ray tracing in a Schwarzschild metric to explore the maximal analytic extension of the metric and making a proper rendering of the stars. *International Journal of Modern Physics D* **28**, 1950042. arXiv : 1511.06025 [gr-qc] (2019) (cf. p. [2](#)).

Ribas, I. *The Sun and stars as the primary energy input in planetary atmospheres in Solar and Stellar Variability: Impact on Earth and Planets* (éd. Kosovichev, A. G., Andrei, A. H. & Rozelot, J.-P.) **264** (2010), 3-18. arXiv : 0911.4872 [astro-ph.EP] (cf. p. [1](#)).

Roming, P. W. A., Kennedy, T. E., Mason, K. O., Nousek, J. A., Ahr, L., Bingham, R. E., Broos, P. S., Carter, M. J., Hancock, B. K., Huckle, H. E., Hunsberger, S. D., Kawakami, H., Killough, R., Koch, T. S., McLelland, M. K., Smith, K., Smith, P. J., Soto, J. C., Boyd, P. T., Breeveld, A. A., Holland, S. T., Ivanushkina, M., Pryzby, M. S., Still, M. D. & Stock, J. The Swift Ultra-Violet/Optical Telescope. *Space Science Reviews* **120**, 95-142. arXiv : astro-ph/0507413 [astro-ph] (2005) (cf. p. [53](#)).

Rupen, M. P., Hjellming, R. M. & Mioduszewski, A. J. XTE J1748-288. *IAU Circ.* **6938**, 2 (1998) (cf. p. [123](#)).

Rushton, A. P., Miller-Jones, J. C. A., Curran, P. A., Sivakoff, G. R., Rupen, M. P., Paragi, Z., Spencer, R. E., Yang, J., Altamirano, D., Belloni, T., Fender, R. P., Krimm, H. A., Maitra, D., Migliari, S., Russell, D. M., Russell, T. D., Soria, R. & Tudose, V. Resolved, expanding jets in the Galactic black hole candidate XTE J1908+094. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **468**, 2788-2802. arXiv : 1703.02110 [astro-ph.HE] (2017) (cf. p. [28](#), [36](#)).

Russell, D. M., Baglio, M. C. & Lewis, F. MAXI J1820+070 is close to quiescence. *The Astronomer's Telegram* **12534**, 1 (2019) (cf. p. [99](#)).

Russell, T. D., Soria, R., Miller-Jones, J. C. A., Curran, P. A., Markoff, S., Russell, D. M. & Sivakoff, G. R. The accretion-ejection coupling in the black hole candidate X-ray binary MAXI J1836-194. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **439**, 1390-1402. arXiv : 1312.5822 [astro-ph.HE] (2014) (cf. p. [90](#)).

Russell, T. D., Tetarenko, A. J., Miller-Jones, J. C. A., Sivakoff, G. R., Parikh, A. S., Rapisarda, S., Wijnands, R., Corbel, S., Tremou, E., Altamirano, D., Baglio, M. C., Ceccobello, C., Degenaar, N., van den Eijnden, J., Fender, R., Heywood, I., Krimm, H. A., Lucchini, M., Markoff, S., Russell, D. M., Soria, R. & Woudt, P. A. Disk-Jet Coupling in the 2017/2018 Outburst of the Galactic Black

Hole Candidate X-Ray Binary MAXI J1535-571. *The Astrophysical Journal* **883**, 198 (2019) (cf. p. [22](#), [23](#), [28](#), [36](#), [40](#), [46](#), [118](#), [119](#), [133](#), [140](#)).

Schwarzschild, K. Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin, 189-196 (1916))* (cf. p. [3](#)).

Serino, M., Negoro, H., Nakajima, M., Kobayashi, K., Asakura, K., Seino, K., Mihara, T., Tamagawa, T., Matsuoka, M., Sakamoto, T., Sugita, S., Komachi, K., Yoshida, A., Tsuboi, Y., Iwakiri, W., Kawai, H., Okamoto, Y., Kitakoga, S., Shidatsu, M., Kawai, N., Adachi, R., Niwano, M., Hosokawa, R., Nakahira, S., Sugawara, Y., Ueno, S., Tomida, H., Ishikawa, M., Tominaga, M., Nagatsuka, T., Ueda, Y., Yamada, S., Ogawa, S., Setoguchi, K., Yoshitake, T., Goto, Y., Uematsu, R., Tsunemi, H., Yamauchi, M., Nonaka, Y., Sato, T., Hatsuda, R., Fukuoka, R., Kawamuro, T., Yamaoka, K., Kawakubo, Y. & Sugizaki, M. MAXI/GSC detection of a new X-ray transient MAXI J1803-298. *The Astronomer's Telegram* **14587**, 1 (2021) (cf. p. [73](#), [76](#)).

Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A* **500**, 33-51 (1973) (cf. p. [9-11](#), [15](#), [17](#), [32](#), [33](#)).

Shao, Y., Li, X.-D. & Dai, Z.-G. A Population of Neutron Star Ultraluminous X-Ray Sources with a Helium Star Companion. *The Astrophysical Journal* **886**, 118. arXiv : 1910.06590 [astro-ph.HE] (2019) (cf. p. [15](#)).

Shappee, B., Prieto, J., Stanek, K. Z., Kochanek, C. S., Holoiën, T., Jencson, J., Basu, U., Beacom, J. F., Szczygiel, D., Pojmanski, G., Brimacombe, J., Dubberley, M., Elphick, M., Foale, S., Hawkins, E., Mullins, D., Rosing, W., Ross, R. & Walker, Z. *All Sky Automated Survey for SuperNovae (ASAS-SN or "Assassin")* in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #223* **223** (2014), 236.03 (cf. p. [99](#)).

Shaw, A. W., Plotkin, R. M., Miller-Jones, J. C. A., Homan, J., Gallo, E., Russell, D. M., Tomsick, J. A., Kaaret, P., Corbel, S., Espinasse, M. & Bright, J. Observations of the Disk/Jet Coupling of MAXI J1820+070 during Its Descent to Quiescence. *The Astrophysical Journal* **907**, 34 (2021) (cf. p. [171](#)).

Shidatsu, M., Negoro, H., Kawai, N., Nakajima, M., Kobayashi, K., Asakura, K., Seino, K., Mihara, T., Tamagawa, T., Matsuoka, M., Sakamoto, T., Serino, M., Sugita, S., Komachi, K., Yoshida, A., Tsuboi, Y., Iwakiri, W., Kawai, H., Okamoto, Y., Kitakoga, S., Adachi, R., Niwano, M., Hosokawa, R., Nakahira, S., Sugawara, Y., Ueno, S., Tomida, H., Ishikawa, M., Tominaga, M., Nagatsuka, T., Ueda, Y., Yamada, S., Ogawa, S., Setoguchi, K., Yoshitake, T., Goto, Y., Uematsu, R., Tsunemi, H., Yamauchi, M., Nonaka, Y., Sato, T., Hatsuda, R., Fukuoka, R., Kawamuro, T., Yamaoka, K., Kawakubo, Y., Sugizaki, M. & MAXI

Team. MAXI/GSC observes a hard-to-soft transition in MAXI J1803-298. *The Astronomer's Telegram* **14627**, 1 (2021) (cf. p. [84](#)).

Shidatsu, M., Kobayashi, K., Negoro, H., Iwakiri, W., Nakahira, S., Ueda, Y., Mihara, T., Enoto, T., Gendreau, K., Arzoumanian, Z., Pope, J., Trout, B., Okajima, T. & Soong, Y. Discovery and Long-term Broadband X-Ray Monitoring of Galactic Black Hole Candidate MAXI J1803-298. *The Astrophysical Journal* **927**, 151. arXiv : 2202.01401 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. [73](#), [76](#), [84](#), [86](#), [93](#), [133](#)).

Shidatsu, M., Nakahira, S., Murata, K. L., Adachi, R., Kawai, N., Ueda, Y. & Negoro, H. X-Ray and Optical Monitoring of State Transitions in MAXI J1820+070. *The Astrophysical Journal* **874**, 183 (2019) (cf. p. [109](#)).

Smith, D. A., Levine, A. & Wood, A. XTE J1748-288. *IAU Circ.* **6932**, 1 (1998) (cf. p. [123](#)).

Soleri, P., Muñoz-Darias, T., Motta, S., Belloni, T., Casella, P., Méndez, M., Altamirano, D., Linares, M., Wijnands, R., Fender, R. & van der Klis, M. A complex state transition from the black hole candidate Swift J1753.5-0127. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **429**, 1244-1257. arXiv : 1211.3537 [astro-ph.HE] (2013) (cf. p. [23](#)).

Soleri, P. & Fender, R. On the nature of the 'radio-quiet' black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **413**, 2269-2280. arXiv : 1101.1214 [astro-ph.HE] (2011) (cf. p. [31](#)).

Soria, R., Fender, R. P., Hannikainen, D. C., Read, A. M. & Stevens, I. R. An ultraluminous X-ray microquasar in NGC5408? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **368**, 1527-1539. arXiv : astro-ph/0603029 [astro-ph] (2006) (cf. p. [146](#), [147](#), [156-158](#)).

Soria, R., Motch, C., Read, A. M. & Stevens, I. R. X-ray flares from the ultraluminous X-ray source in NGC 5408. *Astronomy & Astrophysics* **423**, 955-963. arXiv : astro-ph/0404493 [astro-ph] (2004) (cf. p. [146](#)).

Steiner, J. F., Ubach, S., Tomsick, J. A., Coughenour, B. & Homan, J. NICER Detection of a Transition to the Hard State in MAXI J1803-298. *The Astronomer's Telegram* **14994**, 1 (2021) (cf. p. [84](#), [85](#)).

Steiner, J. F. & McClintock, J. E. Modeling the Jet Kinematics of the Black Hole Microquasar XTE J1550-564: A Constraint on Spin-Orbit Alignment. *The Astrophysical Journal* **745**, 136 (2012) (cf. p. [49](#), [100](#), [110](#), [118](#)).

Steiner, J. F., McClintock, J. E. & Reid, M. J. The Distance, Inclination, and Spin of the Black Hole Microquasar H1743-322. *The Astrophysical Journal Letters* **745**, L7. arXiv : 1111.2388 [astro-ph.HE] (2012) (cf. p. 100, 118).

Steiner, J. F., McClintock, J. E., Remillard, R. A., Gou, L., Yamada, S. & Narayan, R. The Constant Inner-disk Radius of LMC X-3: A Basis for Measuring Black Hole Spin. *The Astrophysical Journal Letters* **718**, L117-L121. arXiv : 1006.5729 [astro-ph.HE] (2010) (cf. p. 21).

Stevens, I. R., Forbes, D. A. & Norris, R. P. Radio observations of super star clusters in dwarf starburst galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **335**, 1079-1084. arXiv : astro-ph/0205454 [astro-ph] (2002) (cf. p. 148, 159).

Stirling, A. M., Spencer, R. E., de la Force, C. J., Garrett, M. A., Fender, R. P. & Ogley, R. N. A relativistic jet from Cygnus X-1 in the low/hard X-ray state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **327**, 1273-1278 (2001) (cf. p. 24).

Strohmayer, T. & Marshall, F. E. XTE J1748-288. *IAU Circ.* **6934**, 1 (1998) (cf. p. 123).

Strohmayer, T. E. Discovery of a 115 Day Orbital Period in the Ultraluminous X-Ray Source NGC 5408 X-1. *The Astrophysical Journal Letters* **706**, L210-L214. arXiv : 0911.1339 [astro-ph.HE] (2009) (cf. p. 145, 146).

Strohmayer, T. E., Mushotzky, R. F., Winter, L., Soria, R., Uttley, P. & Cropper, M. Quasi-periodic Variability in NGC 5408 X-1. *The Astrophysical Journal* **660**, 580-586. arXiv : astro-ph/0701390 [astro-ph] (2007) (cf. p. 146).

Suleimanov, V. F., Lipunova, G. V. & Shakura, N. I. Modeling of non-stationary accretion disks in X-ray novae A 0620-00 and GRS 1124-68 during outburst. *Astronomy & Astrophysics* **491**, 267-277. arXiv : 0805.1001 [astro-ph] (2008) (cf. p. 133).

Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G. Comptonization of X-Rays in Plasma Clouds - Typical Radiation Spectra. *Astronomy & Astrophysics* **86**, 121 (1980) (cf. p. 20, 28).

Swartz, D. A., Tennant, A. F. & Soria, R. Ultraluminous X-Ray Source Correlations with Star-Forming Regions. *The Astrophysical Journal* **703**, 159-168. arXiv : 0907.4718 [astro-ph.GA] (2009) (cf. p. 159).

Tasse, C., Hugo, B., Mirmont, M., Smirnov, O., Atemkeng, M., Bester, L., Hardcastle, M. J., Lakhoo, R., Perkins, S. & Shimwell, T. Faceting for direction-

dependent spectral deconvolution. *Astronomy & Astrophysics* **611**, A87. arXiv : 1712.02078 [astro-ph.IM] (2018) (cf. p. 70, 77).

Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Miller-Jones, J. C. A., Rosolowsky, E. W., Petitpas, G., Gurwell, M., Wouterloot, J., Fender, R., Heinz, S., Maitra, D., Markoff, S. B., Migliari, S., Rupen, M. P., Rushton, A. P., Russell, D. M., Russell, T. D. & Sarazin, C. L. Extreme jet ejections from the black hole X-ray binary V404 Cygni. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **469**, 3141-3162. arXiv : 1704.08726 [astro-ph.HE] (2017) (cf. p. 40, 87, 88, 90).

Tetarenko, B. E., Dubus, G., Lasota, J. .-, Heinke, C. O. & Sivakoff, G. R. Understanding X-ray irradiation in low-mass X-ray binaries directly from their light-curves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **480**, 2-16. arXiv : 1807.01360 [astro-ph.HE] (2018) (cf. p. 20).

Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O. & Gladstone, J. C. WATCHDOG: A Comprehensive All-sky Database of Galactic Black Hole X-ray Binaries. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **222**, 15. arXiv : 1512.00778 [astro-ph.HE] (2016) (cf. p. 7).

Tominaga, M., Nakahira, S., Shidatsu, M., Oeda, M., Ebisawa, K., Sugawara, Y., Negoro, H., Kawai, N., Sugizaki, M., Ueda, Y. & Mihara, T. Discovery of the Black Hole X-Ray Binary Transient MAXI J1348-630. *The Astrophysical Journal Letters* **899**, L20. arXiv : 2004.03192 [astro-ph.HE] (2020) (cf. p. 118).

Tomsick, J. A., Corbel, S., Fender, R., Miller, J. M., Orosz, J. A., Tzioumis, T., Wijnands, R. & Kaaret, P. X-Ray Jet Emission from the Black Hole X-Ray Binary XTE J1550-564 with Chandra in 2000. *The Astrophysical Journal* **582**, 933-944 (2003) (cf. p. 37, 44-47, 100, 110, 118).

Torres, M. A. P., Casares, J., Jiménez-Ibarra, F., Álvarez-Hernández, A., Muñoz-Darias, T., Armas Padilla, M., Jonker, P. G. & Heida, M. The Binary Mass Ratio in the Black Hole Transient MAXI J1820+070. *The Astrophysical Journal Letters* **893**, L37. arXiv : 2003.02360 [astro-ph.HE] (2020) (cf. p. 99, 118).

Torres, M. A. P., Casares, J., Jiménez-Ibarra, F., Muñoz-Darias, T., Armas Padilla, M., Jonker, P. G. & Heida, M. Dynamical Confirmation of a Black Hole in MAXI J1820+070. *The Astrophysical Journal Letters* **882**, L21. arXiv : 1907.00938 [astro-ph.HE] (2019) (cf. p. 99).

Townsley, L. K., Broos, P. S., Garmire, G. P. & Nousek, J. A. Mitigating Charge Transfer Inefficiency in the Chandra X-Ray Observatory Advanced CCD Imaging Spectrometer. *The Astrophysical Journal Letters* **534**, L139-L142. arXiv : astro-ph/0004048 [astro-ph] (2000) (cf. p. 51, 53, 101).



Tucker, M. A., Shappee, B. J., Holoien, T. W. .-, Auchettl, K., Strader, J., Stanek, K. Z., Kochanek, C. S., Bahramian, A., ASAS-SN, Dong, S., Prieto, J. L., Shields, J., Thompson, T. A., Beacom, J. F., Chomiuk, L., ATLAS, Denneau, L., Flewelling, H., Heinze, A. N., Smith, K. W., Stalder, B., Tonry, J. L., Weiland, H., Rest, A., Huber, M. E., Rowan, D. M. & Dage, K. ASASSN-18ey: The Rise of a New Black Hole X-Ray Binary. *The Astrophysical Journal* **867**, L9 (2018) (cf. p. 99).

Ulowetz, J., Myers, G. & Patterson, J. Rebrightening of ASASSN-18ey = MAXI J1820+070. *The Astronomer's Telegram* **12567**, 1 (2019) (cf. p. 99).

Uttley, P., Gendreau, K., Markwardt, C., Strohmayer, T. E., Bult, P., Arzoumanian, Z., Pottschmidt, K., Ray, P. S., Remillard, R., Pasham, D., Steiner, J., Neilsen, J., Homan, J., Miller, J. M., Iwakiri, W. & Fabian, A. C. NICER observations of MAXI J1820+070 suggest a rapidly-brightening black hole X-ray binary in the hard state. *The Astronomer's Telegram* **11423**, 1 (2018) (cf. p. 99).

van Cittert, P. H. Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene. *Physica* **1**, 201-210 (1934) (cf. p. 59).

van den Heuvel, E. P. J., Portegies Zwart, S. F., Bhattacharya, D. & Kaper, L. On the origin of the difference between the runaway velocities of the OB-supergiant X-ray binaries and the Be/X-ray binaries. *Astronomy & Astrophysics* **364**, 563-572. arXiv : astro-ph/0005245 [astro-ph] (2000) (cf. p. 160).

van der Laan, H. A Model for Variable Extragalactic Radio Sources. *Nature* **211**, 1131-1133 (1966) (cf. p. 35, 40).

Vanbeveren, D., Belkus, H., van Bever, J. & Mennekens, N. Stellar dynamics in young clusters: the formation of massive runaways and very massive runaway mergers. *Astrophysics and Space Science* **324**, 271-276. arXiv : 0712.3343 [astro-ph] (2009) (cf. p. 160).

Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T. & Yakovlev, D. G. Atomic Data for Astrophysics. II. New Analytic FITS for Photoionization Cross Sections of Atoms and Ions. *The Astrophysical Journal* **465**, 487. arXiv : astro-ph/9601009 [astro-ph] (1996) (cf. p. 56).

Walton, D. J., Harrison, F. A., Grefenstette, B. W., Miller, J. M., Bachetti, M., Barret, D., Boggs, S. E., Christensen, F. E., Craig, W. W., Fabian, A. C., Fuerst, F., Hailey, C. J., Madsen, K. K., Parker, M. L., Ptak, A., Rana, V., Stern, D., Webb, N. & Zhang, W. W. Broadband X-Ray Spectra of the Ultraluminous X-Ray Source Holmberg IX X-1 Observed with NuSTAR, XMM-Newton, and Suzaku. *The Astrophysical Journal* **793**, 21. arXiv : 1402.2992 [astro-ph.HE] (2014) (cf. p. 15).

Walton, D. J., Mackenzie, A. D. A., Gully, H., Patel, N. R., Roberts, T. P., Earnshaw, H. P. & Mateos, S. A multimission catalogue of ultraluminous X-ray source candidates. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **509**, 1587-1604. arXiv : 2110.07625 [astro-ph.HE] (2022) (cf. p. 15).

Wang, X. Y., Dai, Z. G. & Lu, T. External Shock Model for the Large-Scale, Relativistic X-Ray Jets from the Microquasar XTE J1550-564. *The Astrophysical Journal* **592**, 347-353 (2003) (cf. p. 45-47, 49, 100, 110, 111, 118, 119, 142).

Warner, B. *Cataclysmic Variable Stars* (2003) (cf. p. 6).

Weisskopf, M. C., Brinkman, B., Canizares, C., Garmire, G., Murray, S. & Van Speybroeck, L. P. An Overview of the Performance and Scientific Results from the Chandra X-Ray Observatory. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **114**, 1-24 (2002) (cf. p. 52).

Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P. & O'Dell, S. L. *Chandra X-ray Observatory (CXO): overview in X-Ray Optics, Instruments, and Missions III* (éd. Truemper, J. E. & Aschenbach, B.) **4012** (2000), 2-16. eprint : astro-ph/0004127 (cf. p. 52).

Wilms, J., Allen, A. & McCray, R. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal* **542**, 914-924. arXiv : astro-ph/0008425 [astro-ph] (2000) (cf. p. 56).

Wood, C. M., Miller-Jones, J. C. A., Bahramian, A., Tingay, S. J., Russell, T. D., Tetarenko, A. J., Altamirano, D., Belloni, T. M., Carotenuto, F., Ceccobello, C., Corbel, S., Espinasse, M., Fender, R. P., Körding, E. G., Migliari, S., Russell, D. M., Sarazin, C. L., Sivakoff, G. R., Soria, R. & Tudose, V. Time-dependent visibility modelling of a relativistic jet in the X-ray binary MAXI J1803–298. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (soumis) (cf. p. 88, 171).

Wood, C. M., Miller-Jones, J. C. A., Homan, J., Bright, J. S., Motta, S. E., Fender, R. P., Markoff, S., Belloni, T. M., Körding, E. G., Maitra, D., Migliari, S., Russell, D. M., Russell, T. D., Sarazin, C. L., Soria, R., Tetarenko, A. J. & Tudose, V. The varying kinematics of multiple ejecta from the black hole X-ray binary MAXI J1820 + 070. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **505**, 3393-3403. arXiv : 2105.09529 [astro-ph.HE] (2021) (cf. p. 120, 121).

Woolley, S. E., Heger, A. & Weaver, T. A. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics* **74**, 1015-1071 (2002) (cf. p. 2).

Xu, Y. & Harrison, F. NuSTAR Observation of MAXI J1803-298 with Periodic Dips. *The Astronomer's Telegram* **14609**, 1 (2021) (cf. p. 74).

Yang, J., Brocksopp, C., Corbel, S., Paragi, Z., Tzioumis, T. & Fender, R. P. A decelerating jet observed by the EVN and VLBA in the X-ray transient XTE J1752-223. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **409**, L64-L68. arXiv : 1009.1367 [astro-ph.HE] (2010) (cf. p. 28, 36).

Yuan, F. & Zdziarski, A. A. Luminous hot accretion flows: the origin of X-ray emission from Seyfert galaxies and black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **354**, 953-960. arXiv : astro-ph/0401058 [astro-ph] (2004) (cf. p. 32, 33).

Yungelson, L. R., Lasota, J. .-, Nelemans, G., Dubus, G., van den Heuvel, E. P. J., Dewi, J. & Portegies Zwart, S. The origin and fate of short-period low-mass black-hole binaries. *Astronomy & Astrophysics* **454**, 559-569. arXiv : astro-ph/0604434 [astro-ph] (2006) (cf. p. 7).

Zdziarski, A. A. & Gierliński, M. Radiative Processes, Spectral States and Variability of Black-Hole Binaries. *Progress of Theoretical Physics Supplement* **155**, 99-119. arXiv : astro-ph/0403683 [astro-ph] (2004) (cf. p. 27).

Zernike, F. The concept of degree of coherence and its application to optical problems. *Physica* **5**, 785-795 (1938) (cf. p. 59).