

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT - PARIS 7

## THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : **Astronomie et Astrophysique**

Présentée par:

**Mickaël CORIAT**

En vue d'obtenir le grade de Docteur de l'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT

# JETS RELATIVISTES DES TROUS NOIRS ACCRÉTANTS

Thèse soutenue publiquement le 9 Décembre 2010

Devant le jury composé de :

M. LE BOURLOT JACQUES	(Président du jury)
M. CORBEL STÉPHANE	(Directeur de thèse)
M. MALZAC JULIEN	(Rapporteur)
M. WILMS JÖRN	(Rapporteur)
M. DUBUS GUILLAUME	(Examineur)
M. MOTCH CHRISTIAN	(Examineur)



*à Cécile, mon étoile compagnon, y a nuestra Luz ...*





**Titre:** Jets relativistes des trous noirs accrétants

**Résumé:** Les processus d'éjection de matière, plus communément appelés jets, sont parmi les phénomènes les plus omniprésents de l'univers, à toutes les échelles de taille et d'énergie et sont indissociables de l'accrétion de matière. Ce lien intime, toujours incompris, est l'objet d'étude de cette thèse. À travers l'observation multi-longueurs d'ondes de systèmes binaires X comportant un trou noir je tenterai d'apporter de nouvelles contraintes sur la physique des jets relativistes et du couplage accrétion - éjection.

Nous nous attachons tout d'abord à comparer l'évolution simultanée des émissions infrarouge, optique et X du système GX 339-4 sur une période de cinq ans. Nous étudions la nature du flot d'accrétion central, une des composantes d'émission des binaires X les moins bien comprises tant au niveau de sa géométrie que des processus physiques qui y ont lieu. Cette composante revêt un caractère particulièrement fondamental car elle constitue probablement la zone de lancement des jets. Nous nous concentrons ensuite sur l'émission infrarouge des jets qui nous renseignent sur les conditions physiques dans les zones proches de la base des jets. Nous étudions finalement l'influence de l'irradiation des zones externes du disque par la source centrale de rayonnement X.

Nous présentons ensuite les résultats d'une étude radio et X à long terme du microquasar H1743-322. Ce système appartient à une population de trous noirs accrétants semblant montrer, pour une luminosité X donnée, un niveau d'émission radio (et donc des jets) plus faible que celui habituellement observé. Nous émettons plusieurs hypothèses quant à l'origine physique de ce phénomène et montrons en particulier que ces sources pourraient posséder un flot d'accrétion central radiativement efficace.

Nous explorons finalement les phases de retour à l'état dur de GX 339-4. Nous y suivons la re-apparition de l'émission des jets compacts et tentons d'apporter de nouvelles contraintes sur la physique de formation des jets.

**Mots-clés:** Systèmes binaires X - Trous noirs - Microquasars - Accrétion - Jets relativistes

**Title:** Relativistic jets from accreting black holes

**Abstract:** Matter ejection processes, more commonly called jets, are among the most ubiquitous phenomena of the universe at all scales of size and energy and are inseparable from accretion process. This intimate link, still poorly understood, is the main focus of this thesis. Through multi-wavelength observations of X-ray binary systems hosting a black hole, I will try to bring new constraints on the physics of relativistic jets and the accretion - ejection coupling.

We strive first to compare the simultaneous infrared, optical and X-ray emissions of the binary GX 339-4 over a period of five years. We study the nature of the central accretion flow, one of the least understood emission components of X-ray binaries, both in its geometry and in term of the physical processes that take place. This component is fundamental since it is could be the jets launching area or be highly connected to it. Then we focus on the infrared emission of the jets to investigate the physical conditions close to the jets base. We finally study the influence of irradiation of the outer accretion disc by the central X-ray source.

Then, we present the results of a long-term radio and X-ray study of the microquasar H1743-322. This system belongs to a population of accreting black holes that display, for a given X-ray luminosity, a radio emission fainter than expected. We make several assumptions about the physical origin of this phenomenon and show in particular that these sources could have a radiatively efficient central accretion flow.

We finally explore the phases of return to the hard state of GX 339-4. We follow the re-emergence of the compact jets emission and try to bring new constraints on the physics of jet formation.

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

# REMERCIEMENTS

**C**A y est... me voilà en train d'écrire les remerciements... J'ai maintes fois imaginé ce moment (fort de signification) et parfois cru qu'il n'arriverait jamais ! Mais si, il y a bel et bien écrit « Dr. Coriat » sur ma porte. Difficile à croire quand je me revois 10 ans en arrière, manœuvre dans les travaux publics...

Mais évidemment, comme tout être humain normalement constitué, je n'en suis pas arrivé là sans le soutien de nombreuses personnes. La liste de ces personnes est relativement longue cher(e) lecteur(trice) alors commençons sans plus tarder.

Je commencerais par Stéphane : MERCI Stéphane, merci milles fois ! Je te l'ai déjà répété, mais je ne le dirai jamais assez. Je ne veux pas faire dans la démesure, mais honnêtement, je ne serais jamais devenu astrophysicien si je ne t'avais pas rencontré. Alors que je reprenais mes études et que je ré-apprenais à résoudre une équation du second degré, tu as réussi à me faire croire que je pouvais réaliser un vieux rêve de gosse, enfoui bien profondément sous une couche épaisse de désillusions et de manque de confiance en soi. Ce n'était vraiment pas une mince affaire mais tu as réussi par ton optimisme et ta sincérité. Merci pour tes conseils avisés lors des cinq années d'études qui ont suivi. Merci pour Cargèse où j'ai compris les (réels) avantages du métier de chercheur, et merci pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse et pour m'avoir soutenu, encouragé et surtout supporté (sans anglicisme) pendant ces 3 ans. Ça n'a pas tout le temps été facile et c'est normal, mais sincèrement, pour moi une première (et dernière) thèse et toi un premier thésard, je trouve qu'on s'en est super bien tiré ! Merci pour ton amitié et pour tout ce que tu m'as enseigné. J'espère qu'on aura encore beaucoup d'occasion de bosser ensemble (et de faire la fête !).

Merci ensuite à Jérôme. Les Apaches sont rares dans ce métier, tu en es un. On ne pouvait que s'entendre ;-). Merci donc pour ton amitié et ta sincérité. Merci pour tes conseils toujours justes, pour toute l'aide que tu m'as apportée et tout ce que j'ai appris en discutant avec toi. Merci aussi pour les trajets d'avion passés à charmer l'hôtesse de l'air pour avoir du vin gratos, pour les diners de conférences (je ne rentrerai pas dans les détails) et pour toutes les nombreuses fois où on s'est marré tout simplement. Voilà, t'es un vrai fêtard comme je les aime mais ça ne t'empêche pas d'être droit dans tes baskets et d'être un super pro. Voilà un équilibre auquel j'aimerais arriver (faut surtout que je bosse le côté super pro...).

Merci à Pascale Chavegrand d'être ce que tu es : une perle rare de gentillesse, d'humour et de générosité. Merci pour ton aide depuis mes premiers pas au Sap comme stagiaire en 2004 jusqu'à ma soutenance de thèse. Merci pour tous les bons moments passés au labo, en conf et ailleurs. Tu as un coeur gros comme une maison et ça ne s'oublie pas !

Merci à Sylvain pour ton humour, ta gentillesse, tes conseils et pour ne pas t'être trop foutu de moi après m'avoir vu chanter « Besa me mucho ».

Merci à Thierry pour ta sympathie, pour les projets farfelus que tu nous exposais avec ardeur aux pauses déjeuner, pour ton humour à toute épreuve et pour m'avoir permis de soutenir ma thèse (mais si.. le RER).

Merci à Farid pour tous nos noms de volaille, pour ton rire communicatif, pour m'avoir sorti la meilleure blague que j'ai jamais entendu (qui se termine par « ouh la ! ouh la ! ») et pour être mon pote tout simplement.

Merci à Juan pour ton amitié, ta générosité, nos discussions dans le RER et tes bières belges.

Merci à Cuplet, Jules et Lionel pour nos discussions d'experts du midi (attendez les mecs, comment ça se fait que quand on ouvre la porte du sas du réfectoire il y a toujours un gros courant d'air entrant?... – C'est un effet relativiste... – ... Ah ouai pas con...) et nos problèmes existentiels réglés à coup de Wikipedia. Merci en particulier à Lionel pour avoir partagé mon bureau et donc mes joies et mes galères, pour m'avoir appris le taux d'inflation d'obscurs pays dont je ne me rappelle plus le nom et pour être presque insensible à l'alcool (donc être une personne sur qui on peut compter en soirée). Merci à Cuplet pour feu ta barbe (si, si, elle valait bien d'être mentionné dans une thèse), pour être encore plus « procrastineur » que moi, et pour toutes nos discussions sur la vie, le coeur et la MHD. Merci enfin à Jules pour ton érudition et tes conseils littéraires.

Merci à Franck pour ta gentillesse, ton soutien, ton amitié, pour nos échanges de Mac addict décomplexés et pour les soirées bières - chequi - jeu vidéo.

Merci à Julien Malzac et Jörn Wilms pour avoir lu ma thèse et écrit vos rapport en un temps record (Merci Julien de ne pas avoir diffusé la version non censurée de ma thèse qui t'est malencontreusement parvenue...). Merci à Guillaume Dubus et Christian Motch pour avoir lu ma thèse et bien voulu être examinateur et en particulier à Guillaume pour tes commentaires et critiques constructifs sur le manuscrit. Merci à Jacques Le Bourlot d'avoir présidé le jury. Merci pour ton extraordinaire franchise et ton caractère « brut de décoffrage » que j'ai toujours apprécié. Merci aussi pour m'avoir soutenu de nombreuses fois, du Master 2 jusqu'aux demandes de post-doc. Merci enfin à tous les membres du jury pour avoir bravé une tempête de neige et des transports paralysés pour assister à ma soutenance.

Merci à Pierre-Olivier Lagage de m'avoir accueilli au sein du service et d'avoir cru en mon profil atypique lors des demandes de financement CEA.

Merci à Isabelle Grenier de m'avoir accepté dans son équipe d'enseignant. Merci pour ta gentillesse, pour tes conseils et pour nos brainstormings physiquo-médical pour faire comprendre à des étudiants obsédés par leur concours que la physique n'est pas juste une barrière à l'entrée en deuxième année.

Merci à Jacqueline Plancy, pour ta gentillesse et ton efficacité sans toi le master 2 ne tournerait pas.

Pêle-mêle pour tous les bons moments passés au cours de ces 3 années au SAP, merci à Claude pour ton humour et tes coups de gueule politiques, à Maryse pour ton rire, à Christine pour ta gentillesse, à David Cseh pour les pauses clopes et à Dominique pour votre efficacité. J'en oublie encore beaucoup, j'espère qu'ils ne m'en voudront pas.

Dans un registre plus personnel :

Je voudrais remercier mes parents de m'avoir créé... Non sans déconner ça fait plaisir. Merci de m'avoir laissé libre de mes choix et de m'avoir soutenu même quand ceux-ci étaient

complètement à côté de la plaque (on apprend énormément de ses erreurs, c'est pas nouveau...). On ne choisit pas ses parents dit-on, bien dans mon cas je n'aurais pas fait d'autre choix.

Merci à mes frangines pour me faire rire depuis respectivement 16 et 12 ans.

Merci à tonton gégé pour être le premier à m'avoir parlé d'astronomie (nooon, c'est un vrai métier tonton?). À 10 ans, j'ai donc reconsidéré mes objectifs professionnels à long terme et abandonné ma carrière de pompier pourtant déjà toute tracée (oui, alors on ne rigole pas au fond s'il vous plait). Merci ensuite à tous le reste de ma famille pour ces repas interminables comme savent si bien le faire les familles du sud (11h : Bon c'est l'heure de l'apéro là, qui veut quoi?..... 18h : Qui re-veut du dessert? Non c'est gentil Mamie mais on va attaquer l'apéro plutôt...). Une pensée pour mon petit Papi...

À toute la bande ensuite : Jordi, Charlotte, Micka et Anna, Ben, Erwan, Jey, Arthur, Rachel, Ju et Vio, Yuc et Bec, Julien, Antoine, Flora, Seb, Nico, Elo, Pierre, Steph, Virginie, Anne et Vincent pour ne citer qu'eux. Merci pour avoir fait de Paris ce qu'elle est aujourd'hui à mes yeux : une ville de fête!

Merci à ma fille Luz d'avoir eu pitié de ses parents en faisant déjà ses nuits à 1 mois.

On garde toujours le meilleur pour la fin... Merci à toi, ma femme, ma meilleure amie, ma moitié, pour m'avoir aimé, épaulé et encouragé pendant toutes ces années. Cette thèse t'est dédiée car je ne sais pas comment j'aurai tourné si je ne t'avais pas rencontré.



# ACRONYMES ET NOTATIONS

ADAF : *Advection Dominated Accretion Flow* / Flot d'accrétion dominé par l'advection  
AGN : *Active Galactic Nucleus* / Noyau actif de galaxie  
ANDICAM : *A Novel Double Imaging Camera* / Une camera novatrice à imagerie double  
ASM : *All-Sky Monitor* / Moniteur ciel entier  
ATCA : *Australian Telescope Compact Array* / Réseau Australien compact de télescopes  
BHC : *Black Hole Candidate* / Candidat trou noir  
BHXB : *Black Hole X-ray Binary* / Binaire X à trou noir  
CABB : *Compact Array Broadband Backend* / Système terminal à large bande du réseau compact  
CTIO : *Cerro Tololo Inter-American Observatory* / Observatoire interaméricain du Cerro Tololo  
HEXTE : *High Energy X-ray Timing Experiment* / Expérience de mesure temporelle des rayons X de haute énergie  
HFQPO : *High Frequency Quasi-Periodic Oscillation* / Oscillation quasi-périodique de haute fréquence  
HIMS : *Hard Intermediate State* / Etat dur intermédiaire  
HMXB : *High-Mass X-ray Binary* / Binaire X de grande masse  
HS : *Hard State* / Etat spectralement dur  
LFQPO : *Low Frequency Quasi-Periodic Oscillation* / Oscillation quasi-périodique de basse fréquence  
LMXB : *Low-Mass X-ray Binary* / Binaire X de faible masse  
MIRIAD : *Multichannel Image Reconstruction, Image Analysis and Display* / Reconstruction d'image multi-canaux, analyse d'image et représentation.  
MJD : *Modified Julian Date* / Jours Juliens Modifiés  
NSXB : *Neutron Star X-ray Binary* / Binaire X à étoile à neutrons  
PCA : *Proportional Counter Array* / Matrice de compteurs proportionnels  
PCU : *Proportional Counter Unit* / Unité de compteurs proportionnels  
QPO : *Quasi-Periodic Oscillation* / Oscillation quasi-périodique  
RXTE : *Rossi X-ray Timing Explorer* / Explorateur Rossi de variabilité temporelle X  
SED : *Spectral Energy Distribution* / Distribution spectrale d'énergie  
SIMS : *Soft Intermediate State* / Etat mou intermédiaire  
SMARTS : *Small and Moderate Aperture Research Telescope System* / Système de télescopes de recherche à petite et moyenne ouverture  
SS : *Soft State* / Etat spectralement mou  
VLA : *Very Large Array* / Très grand réseau  
VLT : *Very Large Telescope* / Très grand telescope

# TABLE DES MATIÈRES

ACRONYMES ET NOTATIONS	xi
TABLE DES MATIÈRES	xii
LISTE DES FIGURES	xv
PRÉFACE	1
<b>PARTIE I : ASTROPHYSIQUE DES TROUS NOIRS ACCRÉTANTS</b>	<b>7</b>
<b>1 ENTRÉE EN MATIÈRE</b>	<b>9</b>
1.1 LES OBJETS COMPACTS ET LEURS ENVIRONNEMENTS . . . . .	11
1.1.1 Compacité et énergie d'accrétion . . . . .	12
1.1.2 Systèmes binaires . . . . .	14
1.1.3 Noyaux actifs de galaxies . . . . .	16
1.2 SYSTÈMES BINAIRES X À TROU NOIR . . . . .	17
1.2.1 Anatomie . . . . .	17
1.2.2 Un sursaut . . . . .	21
1.3 CORRÉLATIONS MULTI-LONGUEURS D'ONDE . . . . .	31
1.3.1 Corrélations radio / X . . . . .	31
1.3.2 Corrélations optique - infrarouge / X . . . . .	36
<b>2 PHYSIQUE DE L'ACCRÉTION</b>	<b>37</b>
2.1 ACCRÉTION PAR DÉBORDEMENT DU LOBE DE ROCHE . . . . .	39
2.1.1 Formation d'un disque . . . . .	40
2.2 FLOTS D'ACCRÉTION : DESCRIPTION GÉNÉRALE . . . . .	42
2.3 LE MODÈLE STANDARD DU DISQUE MINCE . . . . .	43
2.3.1 État stationnaire . . . . .	44
2.3.2 Temps caractéristiques d'évolution . . . . .	46
2.3.3 Disque irradié . . . . .	47
2.4 FLOTS D'ACCRÉTION DOMINÉS PAR L'ADVECTION . . . . .	48
2.4.1 Propriétés thermiques . . . . .	49
2.4.2 Taux d'accrétion critique . . . . .	50
2.4.3 Propriétés spectrales et processus radiatifs . . . . .	50
2.4.4 Efficacité radiative . . . . .	52
2.4.5 Convection et perte de masse . . . . .	52
2.4.6 ADAF radiativement efficace . . . . .	53



2.5	LE MODÈLE DU DISQUE TRONQUÉ . . . . .	54
2.6	COURONNES DE DISQUE D'ACCRÉTION . . . . .	55
<b>3</b>	<b>PHYSIQUE DES JETS COMPACTS</b>	<b>59</b>
3.1	MODÈLE STANDARD D'ÉMISSION DES JETS COMPACTS . . . . .	61
3.2	ÉNERGÉTIQUE ET LIEN DISQUE/JET . . . . .	65
3.3	PERTES D'ÉNERGIE . . . . .	66
3.3.1	Pertes adiabatiques . . . . .	66
3.3.2	Pertes radiatives . . . . .	67
3.3.3	Géométrie non-conique . . . . .	67
3.3.4	Chocs internes . . . . .	68
3.3.5	Distribution d'électrons et champ magnétique . . . . .	68
3.4	CONTRIBUTION DES JETS À L'ÉMISSION X . . . . .	69
<b>4</b>	<b>INSTRUMENTS D'OBSERVATION ET MÉTHODES D'ANALYSE</b>	<b>73</b>
4.1	INTERFÉROMÈTRES RADIO . . . . .	75
4.1.1	Australian Telescope Compact Array (ATCA) . . . . .	75
4.1.2	Very Large Array (VLA) . . . . .	76
4.1.3	Traitement des données radio . . . . .	77
4.2	TÉLESCOPES OPTIQUES : VISIBLE ET PROCHE INFRAROUGE . . . . .	79
4.2.1	Small and Moderate Aperture Research Telescope System (SMARTS) . . . . .	79
4.2.2	Very Large Telescope (VLT) . . . . .	79
4.2.3	Traitement des données optique et infrarouge . . . . .	80
4.3	SATELLITE DE HAUTES ÉNERGIES . . . . .	82
4.3.1	Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) . . . . .	82
4.3.2	Traitement des données RXTE . . . . .	84
	 <b>PARTIE II : DE LA NATURE DU FLOT CENTRAL À LA PHYSIQUE DES JETS</b>	 <b>89</b>
<b>5</b>	<b>CONNEXIONS DISQUE - FLOT CENTRAL - BASE DU JET DANS GX 339-4</b>	<b>91</b>
5.1	BIOGRAPHIE DE GX 339-4 . . . . .	93
5.2	OBSERVATIONS . . . . .	95
5.2.1	Optique et infrarouge . . . . .	95
5.2.2	Rayons X . . . . .	95
5.3	ÉTUDES DES CORRÉLATIONS OIR-X . . . . .	97
5.3.1	Corrélation infrarouge - X . . . . .	97
5.3.2	Corrélation Optique - X . . . . .	100
5.3.3	Traces parallèles dans l'état dur . . . . .	102
5.4	DISCUSSION ET INTERPRÉTATION . . . . .	102
5.4.1	Fréquence de coupure et nature de l'émission X durs . . . . .	103
5.4.2	Irradiation des zones externes du disque d'accrétion . . . . .	107
5.5	OBSERVATIONS VLT OPTIQUE-IR ET MESURES POLARIMÉTRIQUES . . . . .	111
5.5.1	Photométrie et SED radio-IR-optique . . . . .	111
5.5.2	Mesure de polarisation en proche infrarouge . . . . .	115
	CONCLUSION . . . . .	118

<b>6</b>	<b>DE L'EFFICACITÉ RADIATIVE DES TROUS NOIRS ACCRÉTANTS : LE CAS H1743-322</b>	<b>121</b>
6.1	BIOGRAPHIE DE H1743-322 . . . . .	123
6.2	OBSERVATIONS . . . . .	124
6.2.1	Rayons X . . . . .	124
6.2.2	Radio . . . . .	127
6.2.3	Simultanéité . . . . .	128
6.3	COMPORTEMENT GLOBAL . . . . .	128
6.3.1	Sursaut 2004 . . . . .	130
6.4	CORRÉLATION RADIO - X . . . . .	132
6.4.1	Vue d'ensemble . . . . .	132
6.4.2	Facteur de suppression des jets compacts . . . . .	134
6.4.3	Isoler la connexion jets compacts - flot central . . . . .	134
6.4.4	H1743-322 et la corrélation « standard » . . . . .	136
6.4.5	La corrélation universelle et les outliers . . . . .	137
6.5	DISCUSSION . . . . .	138
6.5.1	Une étoile à neutrons ? . . . . .	138
6.5.2	Un trou noir « radio-faible » ou « X-intense » ? . . . . .	138
6.5.3	Efficacité radiative du flot d'accrétion . . . . .	139
6.5.4	Altération de l'émission des jets . . . . .	146
	CONCLUSION . . . . .	147
<b>7</b>	<b>VARIATIONS DE L'ÉMISSION LE LONG DES JETS COMPACTS</b>	<b>149</b>
7.1	OBSERVATIONS . . . . .	151
7.1.1	Radio . . . . .	151
7.1.2	Optique et infrarouge . . . . .	151
7.1.3	Rayons X . . . . .	151
7.2	RETOUR À L'ÉTAT DUR ET FORMATION DES JETS COMPACTS . . . . .	151
7.2.1	Sursaut 2004-2005 . . . . .	151
7.2.2	Sursaut 2007 . . . . .	154
7.2.3	Discussion . . . . .	157
7.3	CORRÉLATION RADIO - X REVISITÉE . . . . .	159
7.3.1	Vue d'ensemble . . . . .	160
7.3.2	Comportement selon les phases de sursaut . . . . .	161
	CONCLUSION . . . . .	163
	CONCLUSION GÉNÉRALE . . . . .	165
<b>A</b>	<b>ARTICLES DE RECHERCHE</b>	<b>171</b>
A.1	THE INFRARED/X-RAY CORRELATION OF GX 339-4 . . . . .	173
A.2	RADIATIVELY EFFICIENT ACCRETING BLACK HOLES IN THE HARD STATE . . . . .	187
A.3	RADIO OBSERVATIONS OF NGC 6388 . . . . .	205
	BIBLIOGRAPHIE . . . . .	213

# LISTE DES FIGURES

1.1	Vue d'artiste des différents modes d'accrétion : par débordement du lobe de Roche à gauche et par accrétion du vent stellaire à droite. . . . .	15
1.2	Vue d'artiste d'un microquasar. Crédits Rob Hynes. . . . .	17
1.3	Représentation schématique d'un spectre de disque d'accrétion. . . . .	18
1.4	Représentation schématique d'un spectre de jet compact. . . . .	21
1.5	Différentes manifestations d'éjection de matière dans les systèmes binaires X à trou noir. . . . .	22
1.6	Représentation schématique de la distribution spectrale d'énergie à large bande d'un microquasar lors d'un sursaut. . . . .	23
1.7	Courbe de lumière X mous de GX 339-4 entre 2002 et 2010 obtenue avec l'instrument <i>RXTE/ASM</i> . . . . .	24
1.8	Courbe d'équilibre thermique dans le plan $\Sigma - T$ . . . . .	26
1.9	Diagramme intensité-dureté et états d'accrétion-éjection associés. . . . .	28
1.10	Exemples de spectres de puissance associés aux différents états spectraux X du microquasar GX 339-4 . . . . .	30
1.11	Corrélation des flux X dans la bande 3-9 keV et des flux radio à 8.6 GHz pour le trou noir GX 339-4 entre 1997 et 2000 . . . . .	32
1.12	Corrélation radio/X des trous noirs stellaires accrétants . . . . .	33
1.13	Illustration du plan fondamental d'activité des trous noirs selon <a href="#">Merloni et al. (2003)</a> . . . . .	34
1.14	Le plan fondamental d'activité des trous noirs selon <a href="#">Falcke et al. (2004)</a> . . . . .	34
1.15	Corrélation radio/X des systèmes binaires X à étoile à neutrons . . . . .	35
1.16	Corrélation optique-infrarouge/X des trous noirs . . . . .	36
2.1	Section des surfaces équipotentielles du potentiel de Roche dans le plan orbital . . . . .	40
2.2	Représentation schématique du spectre d'émission du disque multicolore. . . . .	45
2.3	Spectre schématique d'ADAF . . . . .	51
2.4	Modèle du disque tronqué . . . . .	55
3.1	Spectre d'émission d'un segment de jet compact . . . . .	63
3.2	Spectre d'émission du jet compact conique . . . . .	65
3.3	Schéma du modèle de jet compact de Markoff et al. . . . .	69
3.4	Composantes d'émission du modèle de jets compacts de Markoff et al. . . . .	70
4.1	Australia Telescope Compact Array . . . . .	75
4.2	Very Large Array . . . . .	76
4.3	Les télescopes du consortium SMARTS . . . . .	79

4.4	Schéma du VLT. Les noms des différents instruments disponibles aux foyers des télescopes sont indiqués. . . . .	80
4.5	Vue d'ensemble du satellite <i>RXTE</i> . . . . .	83
4.6	Schéma explicatif du principe de balancement des détecteurs de HEXTE. . . . .	84
5.1	Courbes de lumière <i>RXTE</i> /ASM et Swift/BAT de GX 339-4 sur la période 1996-2010 . . . . .	94
5.2	Courbes de lumière X, optique et proche infrarouge de GX 339-4 sur la période 2002-2007 . . . . .	96
5.3	Corrélation IR-X et optique-X de GX 339-4 . . . . .	98
5.4	Corrélation optique-X de GX 339-4 selon l'état spectral X . . . . .	99
5.5	Identique à la figure 5.3b, mais les sursauts sont présentés séparément. Les flèches indiquent l'évolution temporelle lors du sursaut. . . . .	101
5.6	Extrapolation de la décroissance du flux IR du disque lors du sursaut 2002 de GX 339-4 . . . . .	103
5.7	Représentation schématique d'un spectre de jets compacts, illustrant les variations respectives de luminosité dans les parties optiquement épaisses et minces, pour une diminution de la puissance du jet. . . . .	105
5.8	Flux infrarouge dans la bande J en fonction du flux X 3-9 keV au cours des quatre sursauts de la période 2002-2007 . . . . .	107
5.9	Courbes de lumière OIR et X de GX 339-4 lors du retour à l'état dur en 2003 et 2005 . . . . .	108
5.10	Indice spectral OIR (de H à V) en fonction du flux dans la bande V (mJy) pendant l'état mou. . . . .	111
5.11	Image IR en bande H de GX 339-4 obtenue avec ISAAC . . . . .	112
5.12	Image optique en bande V de GX 339-4 obtenue avec FORS. . . . .	112
5.13	Distributions spectrales d'énergie radio-IR-optique de GX 339-4 en phase d'état dur (6 et 26 mars 2009) . . . . .	113
5.14	Image infrarouge en bande H de GX 339-4 obtenue avec le prisme Wollaston permettant de mesurer la polarisation du rayonnement. . . . .	117
6.1	Courbes de lumière <i>RXTE</i> /ASM de H1743-322 entre 2003 et 2010. . . . .	124
6.2	Courbes de lumière <i>RXTE</i> /PCA et <i>RXTE</i> /HEXTE des sursauts 2003, 2004 et 2005 de H1743-322. . . . .	125
6.3	Courbes de lumière <i>RXTE</i> /PCA et <i>RXTE</i> /HEXTE des sursauts 2008a, 2008b, 2009 et 2010 de H1743-322. . . . .	126
6.4	Diagrammes intensité-dureté de H1743-322 entre 2003 et 2010 . . . . .	129
6.5	Évolution temporelle de l'activité X et radio lors de la transition état mou vers état dur du sursaut 2004 de H1743-322 . . . . .	131
6.6	Diagramme radio/X de H1743-322 sur la période 2003-2010 . . . . .	133
6.7	Corrélation radio/X de H1743-322 dans l'état dur . . . . .	135
6.8	Luminosité radio (8.5 GHz) en fonction de la luminosité X (3-9 keV) pour les trous noirs H1743-322, GX 339-4 et V404 Cyg dans l'état dur et les étoiles à neutrons Aql X-1 et 4U 1728-34 dans l'état île. . . . .	137

6.9	Luminosité radio (8.5 GHz) en fonction de la luminosité X (3-9 keV) pour les trous noirs H1743-322, GX 339-4 V404 Cyg, Swift J1753.5-0127, GRO J1655-40 et GRS 1915+105 dans l'état dur et les étoiles à neutrons Aql X-1 et 4U 1728-34 dans l'état île. . . . .	139
6.10	Variation de l'exposant de la relation $L_\nu \propto Q_{jet}^\xi$ en fonction de l'indice de loi de puissance $p$ de la distribution d'électrons, pour différentes valeurs de l'indice spectral $\alpha$ du jet. . . . .	140
6.11	Représentation schématique du diagramme radio X des trous noirs. . . . .	143
6.12	Représentation schématique de la variation du coefficient d'efficacité $\eta$ en fonction du taux d'accrétion . . . . .	144
6.13	Représentation schématique du diagramme radio/X des trous noirs galactiques	146
7.1	Courbes de lumière X mous (3-9 keV) et X durs (9-20 et 20-100 keV) de GX 339-4 sur la période 2002-2010 . . . . .	152
7.2	Diagrammes intensité-dureté de GX 339-4 entre 2002 et 2010 . . . . .	152
7.3	Évolution des émissions radio, optique, infrarouge et X durs lors du retour à l'état dur du sursaut 2004-2005. . . . .	153
7.4	Évolution des émissions radio, optique, infrarouge et X durs lors du retour à l'état dur du sursaut 2007. . . . .	155
7.5	Pic d'émission X et infrarouge du rebond 2007 . . . . .	156
7.6	Exemples de spectres de jets compacts modifiés par les pertes énergétiques ou la géométrie du jet. . . . .	159
7.7	Corrélation radio/X de GX 339-4 sur la période 1997-2010 . . . . .	160
7.8	Comparaison des corrélations Radio/X et IR/X de GX 339-4 . . . . .	161
7.9	Corrélations radio/X de GX 339-4 en fonction des phases montantes et descendantes des sursauts. . . . .	162



# PRÉFACE

« Il existe une théorie stipulant que si jamais quelqu'un découvre un jour pourquoi l'univers existe et quel est son but, alors ce dernier disparaîtra instantanément et sera remplacé par quelque chose d'encore plus étrange et inexplicable. Il en existe une autre qui affirme que cela s'est déjà produit. »

Douglas Adams

SI l'on avait demandé à Riccardo Giacconi d'opter pour une de ces deux théories lorsqu'il découvrit, en 1962 (Giacconi et al. 1962), la première source X extra-solaire alors qu'il cherchait le rayonnement X émit par la lune, il aurait probablement choisi la deuxième.

Cette première source X située nommée Scorpius X-1 ouvrit la porte à un bestiaire complexe d'objets célestes énergétiques, dont la population n'a cessé de croître à mesure que les techniques et les instruments d'observation se perfectionnaient. À la fin des années 1960, une soixantaine de sources X étaient répertoriées. En 2007, on en dénombrait plus de 550 000<sup>1</sup>.

Les années 1970 virent s'envoler de nombreux satellites dédiés à l'observation du ciel X tel *Uhuru*, *Ariel V*, *SAS-3*, *OSO-8* ou *HEAO-1*. Un des principaux résultats obtenus par ces missions fût d'établir que bon nombre des sources identifiées se situaient dans notre Galaxie et que celles-ci étaient probablement des systèmes binaires abritant un objet compact (naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir). On réalisa rapidement que le rayonnement issu de ces « systèmes binaires X » pouvait être provoqué par l'accrétion de matière de l'étoile normale sur l'objet compact.

Parallèlement au développement de l'astronomie X, le domaine d'énergie diamétralement opposé fit une entrée remarquée sur la scène des binaires X, lorsqu'en 1971, on découvrit les contreparties radio de Sco X-1 (Hjellming et Wade 1971b) et de Cyg X-1 (Hjellming et Wade 1971a). En 1972, on détecta un sursaut radio géant dans la direction de Cyg X-3 (Gregory et Kronberg 1972). Cette découverte déclencha une campagne d'observations dans plusieurs domaines de longueurs d'onde (Gregory et al. 1972). Les satellites *Uhuru* et *Copernicus* découvrirent une modulation de 4.8 heures de l'émission X, interprétée comme la période orbitale du système (Parsignault et al. 1972, Sanford et Hawkins 1972). La position précise de la source obtenue grâce aux observations radio permit ensuite à Becklin et al. (1972) d'identifier une contrepartie infrarouge de 12 magnitudes en bande K. On observa finalement la source dans le domaine millimétrique et son émission s'avéra relativement bien corrélée à l'activité radio (Pomphrey et Epstein 1972).

Malgré ces débuts prometteurs, les observations conjointes radio/X des sources galactiques de haute énergie restèrent relativement peu nombreuses à cette époque. Il fallut attendre la mise en route de l'interféromètre radio VLA en 1980 pour voir cette approche se

---

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

systematiser. Dans le même temps, l'amélioration progressive de la sensibilité et de la résolution spatiale des satellites X permet d'étudier le comportement de ces objets célestes avec beaucoup plus de détails (variations des flux, modulations, sursauts...) et de réduire considérablement l'incertitude sur leur position. Cela conduisit à la recherche systématique de leurs contreparties dans les autres domaines de longueur d'onde. Tout comme Cyg X-3, on réalisa que ces sources émettaient dans la quasi-totalité du spectre électromagnétique, chaque domaine d'énergie révélant la présence d'une composante physique distincte au sein du système (étoile compagnon, disque, jet...). Ces sources étaient de plus très variables, la nécessité d'effectuer ces observations simultanément s'imposa pour mieux comprendre leur fonctionnement. L'astrophysique multi-longueurs d'onde des sources galactiques de haute énergie prit alors son envol.

La présence de jets fut d'abord observée sous forme de longues structures fines pouvant atteindre plusieurs kiloparsecs, dont l'une des extrémités semblait connectée au noyau d'une galaxie. On comprit que ces structures représentaient de puissants flots d'énergie et de matière s'éloignant d'un trou noir accrétant super-massif. Cependant, l'association intime des jets avec les processus d'accrétion ne fut pas immédiatement généralisée aux autres systèmes accrétants comme les binaires X. Malgré les découvertes des contreparties radio de Sco X-1, Cyg X-1 et X-3, il fallut attendre les observations de la binaire atypique SS 433, qui réussirent à résoudre la source radio, pour que débute l'étude systématique des jets des binaires X (Spencer 1979, Hjellming et Johnston 1981). Une nouvelle étape fut franchie lorsqu'on découvrit des éjectas en mouvement superluminique émis par la binaire X transitoire GRS 1915+105 (Mirabel et Rodriguez 1994). On comprit alors que ces systèmes étaient capables d'éjecter de la matière à des vitesses aussi relativistes que celles observées dans les noyaux actifs de galaxies.

L'apport majeur de cette approche multi-fréquences appliquée aux systèmes binaires X, mais également aux noyaux actifs de galaxies, fut la mise en lumière d'une connexion physique récurrente dans l'univers, à toutes les échelles de taille et d'énergie : le couplage entre l'accrétion et l'éjection. On invoqua l'accrétion pour expliquer ces objets célestes car, comme nous le verrons aux chapitres 1 et 2, elle constitue un mécanisme redoutablement efficace pour convertir l'énergie gravitationnelle en rayonnement.

Aujourd'hui, tant sur le plan théorique qu'observationnel, de nombreuses avancées ont été effectuées dans la compréhension de ces sources et du lien physique entre l'accrétion et l'éjection. Nous savons que la population des binaires X est très diverse et développe une variété de comportement dépendant de la masse de l'étoile compagnon, du type d'objet compact et par conséquent du mode d'accrétion qui se met en place. Nous comprenons mieux leur formation, leur évolution et leurs différents modes d'émission, thermique ou non. L'amélioration des techniques observationnelles, mais aussi le nombre d'instruments à notre disposition, nous permettent actuellement d'effectuer des observations multi-longueurs d'ondes, quasi-simultanées, de façon très régulière. Nous pouvons ainsi cerner de mieux en mieux les mécanismes physiques à l'œuvre dans ces objets célestes étranges et fascinants.

Cependant, plus nous regardons en profondeur, plus les comportements deviennent complexes et plus les questions se multiplient et s'affinent. Mais certains problèmes de base et essentiels, comme les mécanismes capables d'éjecter de la matière à partir d'un flot d'accrétion, sont toujours irrésolus. Voici donc un aperçu des grandes questions relatives aux binaires X, au lien accrétion-éjection en général et aux jets en particuliers :

- Quelle est l'origine de la variabilité, à court et long terme, des binaires X ?



- Pourquoi certaines binaires X sont-elles persistantes et d'autres transitoires ?
- Quelle est l'origine des états spectraux X (voir chapitre 1) des binaires X transitoires ?
- Quelle la nature et la géométrie de la zone proche de l'objet compact d'où est émis le rayonnement X et d'où sont issus (en principe) les jets ?
- Quelle sont les relations de causalité entre les différentes composantes du système ?
- Quelle est le mécanisme de lancement des jets ?
- Quelle fraction de la puissance d'accrétion totale est injectée dans les jets ?
- Ces derniers sont-ils composés de matière leptonique et baryonique ( $e^-/p^+$ ) ou essentiellement leptonique ( $e^-/e^+$ ) ?
- Quelle est l'influence à long terme de l'action des jets et du rayonnement sur le milieu environnant ?

Ces questions s'insèrent bien sûr dans le cadre plus général des questions liées aux objets compacts, à la physique en champ gravitationnel fort et à la physique des plasmas magnétisés ou non. Pour certaines de ces questions, nous possédons déjà les grandes lignes d'une réponse mais de nombreuses zones d'ombres restent à éclaircir.

Ma thèse a donc débuté dans ce cadre dynamique d'observations multi-fréquences qui s'appuient sur une recherche théorique tout aussi dynamique pour interpréter les phénomènes complexes observés. Les travaux présentés dans ce manuscrit se concentrent sur l'étude des jets relativistes des systèmes binaires X à trou noir (aussi appelés *microquasars*), et de leur lien profond avec les flots d'accrétion.

Ce manuscrit se divise en deux parties qui suivent un ordonnancement simple et somme toute assez classique. La première partie présente tout ce que vous avez toujours rêver de savoir sur les systèmes binaires X à trou noir ainsi que certaines des principales questions qu'il reste à élucider à leur sujet.

Elle se divise en quatre chapitres :

Le *premier chapitre* est une entrée en matière qui présente, d'un point de vue subjectif et observationnel, les principales caractéristiques des binaires X à trou noir.

Le *deuxième chapitre* se concentre sur la physique des processus d'accrétion et sur les différents modèles qui tentent de reproduire les caractéristiques exposées au chapitre précédent.

Le *troisième chapitre* est le pendant du deuxième version jets compacts.

Le *quatrième chapitre* expose les différents instruments d'observations utilisés pour mener à bien mes travaux ainsi que les méthodes de réduction et d'analyse des données qu'ils produisent.

La deuxième partie cherche, du mieux qu'elle peut, à apporter un début de commencement de réponse aux questions soulevées dans la première partie. Elle se divise en trois chapitres :

Pour le *cinquième chapitre*, je me suis tout d'abord attaché à caractériser les connexions existantes entre les jets, le flot d'accrétion central proche du trou noir et les zones externes du disque d'accrétion dans le cas du microquasar GX 339-4. Cette source a été l'une des plus actives ces dix dernières années. Elle a peu à peu acquis le statut de « modèle standard » de microquasar de part son comportement « stable » et récurrent (et donc rassurant).

Pour mener à bien cette étude, j'ai comparé l'évolution simultanée des émissions infrarouge, optique et X de cette source sur une période de cinq ans, ce qui représente un total de plus de 1500 observations. Ce travail m'a tout d'abord permis d'étudier la nature du flot d'accrétion central, une des composantes d'émission des binaires X les moins bien comprises tant au niveau de sa géométrie que des processus physiques qui y ont lieu. Cette composante

revêt un caractère particulièrement fondamental car elle constitue probablement la zone de lancement des jets.

J'ai pu ensuite me concentrer sur l'émission infrarouge des jets. Ce domaine d'émission constitue une zone de transition entre deux régimes d'émission. La localisation de la fréquence de transition et son évolution avec le flux nous renseignent sur les conditions physiques dans les zones proches de la base des jets. Je me suis finalement intéressé à l'influence de l'irradiation des zones externes du disque par la source centrale de rayonnement X. L'irradiation est un présupposé important couramment invoqué pour expliquer certains faits observationnels (voir chapitre 2) des binaires X à trou noir ou à étoile à neutrons.

Je terminerai ce chapitre en présentant les résultats préliminaires d'observations optique et infrarouge que j'ai conduit avec les instruments du *Very Large Telescope*. Ces observations visaient, premièrement, à étudier la polarisation de l'émission infrarouge des jets et, deuxièmement, à confirmer ou à infirmer certaines hypothèses que j'ai proposé lors de l'étude globale présentée précédemment dans ce chapitre.

Dans le *sixième chapitre*, je présenterai les résultats d'une étude radio/X à long terme effectuée sur un système binaire X dont l'objet compact postule au statut de trou noir. H1743-322, de son petit nom, appartient à une catégorie de sources semblant montrer, pour une luminosité X donnée, un niveau d'émission radio (et donc des jets) plus faible que les autres trous noirs stellaires accrétants. On possède peu de données sur ces sources et celle-ci se restreignent à une faible plage de luminosité. Par conséquent on ne sait dire si ces sources possèdent un couplage accrétion-éjection intrinsèquement différent des autres sources et si elles restent sous-lumineuses en radio à basse et haute luminosité X. À travers l'étude de la corrélation entre les émissions radio et X de H1743-322 sur une période d'activité de sept ans, je tenterai d'apporter quelques réponses à ces questions.

Retour aux origines dans le *septième chapitre*. Je n'en avais pas terminé avec GX 339-4... Dans ce chapitre, j'explore d'abord une phase particulière des sursauts des binaires X à trou noir : le retour à l'état dur. Cette phase n'a bien sûr rien à voir avec une quelconque austérité gouvernementale, mais elle est particulièrement intéressante car on peut en principe y observer la re-formation des jets après une brève absence pour cause d'état mou. À travers l'étude en radio, infrarouge et X de deux de ces phases, je tenterai d'apporter certaines contraintes sur la physique de formation des jets. Je terminerai finalement ce chapitre en étudiant l'influence des pertes énergétiques le long des jets à travers l'analyse de la corrélation radio/X de cette source sur les treize dernières années de sa vie.

Dans la suite de ce manuscrit et jusqu'à sa conclusion, j'abandonnerai la première personne du singulier au profit de celle du pluriel. Ceci par respect pour mes collaborateurs et pour les diverses personnes qui m'ont apporté leur aide à travers de passionnantes discussions. Cependant, mon apport à ces travaux se devant d'être estimé, voici quelques précisions à ce sujet :

- J'ai réduit (ou re-réduit) et analysé (ou ré-analysé) la quasi-totalité des données X présentées dans cette thèse. Le pourcentage restant correspond aux huit observations *Chandra* et *Swift* présentées au chapitre 6.
- Les observations optique et infrarouge effectuées avec le télescope SMART et présentées au chapitre 5 ont été obtenues et réduites par Michelle Buxton et Charles Bailyn. J'ai travaillé ensuite à partir des magnitudes absolues qu'ils m'ont fournies.
- Les observations optique et infrarouge (photométrie et polarimétrie) effectuées avec le

VLT et présentées au chapitre 5 ont été obtenues grâce à un programme d'observations que j'ai conduit. J'ai également effectué la réduction et l'analyse de ces données.

- J'ai réduit et analysé environ 25% des données radio présentées dans cette thèse. Stephane Corbel, James Miller-Jones et David Cseh ont effectué les 75 autres pourcents. Les programmes d'observations qui ont permis d'obtenir ces données ont été conduits par Stephane Corbel pour l'ATCA et James Miller-Jones pour le VLA.
- L'étude scientifique de ces données et les interprétations qui en découlent sont de mon fait (aidé bien sûr par mon directeur de thèse et les discussions passionnantes susmentionnées).

En dehors des travaux exposés dans ce manuscrit, j'ai également contribué à divers projets (sous forme de réduction de données ou d'aide à l'analyse et à l'interprétation) dont les publications (si elles existent déjà) sont listées en annexe. Parmi ces projets, j'ai effectué sur site les observations radio interférométriques de l'amas globulaire NGC 6388 présentées dans [Cseh et al. \(2010\)](#). J'ai également eu l'occasion de diriger l'interféromètre ATCA depuis la France pour conduire des observations de plusieurs binaires X.

Cette thèse a fait l'objet de divers travaux écrits qui seront présentés en annexe.



PREMIÈRE PARTIE

**ASTROPHYSIQUE DES TROUS NOIRS  
ACCRÉTANTS**



# ENTRÉE EN MATIÈRE



## SOMMAIRE

1.1	LES OBJETS COMPACTS ET LEURS ENVIRONNEMENTS	11
1.1.1	Compacité et énergie d'accrétion	12
1.1.2	Systèmes binaires	14
1.1.3	Noyaux actifs de galaxies	16
1.2	SYSTÈMES BINAIRES X À TROU NOIR	17
1.2.1	Anatomie	17
1.2.2	Un sursaut	21
1.3	CORRÉLATIONS MULTI-LONGUEURS D'ONDE	31
1.3.1	Corrélations radio / X	31
1.3.2	Corrélations optique - infrarouge / X	36

**B**ien que cette thèse ait pour objet d'étude les trous noirs de masse stellaire en système binaire, l'ubiquité des processus d'accrétion-éjection nous amènera plusieurs fois à faire référence aux trous noirs supermassifs, tout comme aux autres classes d'objets compacts dont les étoiles à neutrons. Ce chapitre introductif débute donc par une description brève des différents systèmes dans lesquels sont rencontrés les objets compacts. Ceci nous permettra de replacer dans un contexte générale les binaires X à trou noir que nous étudierons plus en détail dans la deuxième partie du chapitre. Cette partie exposera essentiellement la phénoménologie de ces objets et la compréhension globale que nous avons de leur fonctionnement. Nous présenterons leur morphologie et l'évolution de leurs propriétés spectrales et temporelles lors de phases d'activité intense que l'on qualifie de *sursaut*. Dans le même temps, nous soulignerons certaines des nombreuses questions relatives à ces objets et sur lesquelles nous sommes penchés. Nous reviendrons finalement sur certains points de comparaison entre les différents systèmes composés d'objets compacts lorsque nous aborderons les corrélations multi-longueurs d'onde à la fin du chapitre.





## 1.1 LES OBJETS COMPACTS ET LEURS ENVIRONNEMENTS

Les objets compacts constituent l'étape ultime de l'évolution des étoiles, une fois que les réactions thermonucléaires ont cessé. La nature du produit final de l'évolution dépend essentiellement de la masse du progéniteur et de sa métallicité. Grossièrement, plus sa masse est élevée et sa métallicité faible et plus l'objet formé est compact. Par ordre de compacité croissante, on trouve les *naines blanches*, les *étoiles à neutrons* et les *trous noirs*.

Comme leur nom l'indique, ces objets ont comme caractéristique commune d'être le siège de densités extrêmes, bien supérieures à celles rencontrées dans les étoiles habituelles. On doit donc tenir compte des effets relativistes pour décrire correctement ces astres. De telles densités sont atteintes quand les forces de pression usuelles ne sont plus suffisantes pour compenser la gravité. Il faut alors faire appel à des mécanismes de pression différents. Le cas du trou noir est un peu particulier, une densité ne pouvant être définie stricto-sensu.

Un astre auto-gravitant est en équilibre quand les forces de pression compensent son propre poids. Pour une étoile habituelle, ces forces sont essentiellement générées par la pression de radiation des photons et par la pression thermique du gaz constituant l'étoile. Toutefois, si les réactions nucléaires s'arrêtent, la pression de radiation chute et l'étoile commence à se contracter. Ce phénomène se poursuit jusqu'à ce que la densité soit suffisante pour que d'autres sources de pression puissent compenser l'action de la gravité. C'est le mécanisme de formation des naines blanches. La force qui s'oppose à la gravité est alors la pression de dégénérescence des électrons, pression qui trouve sa source dans le principe d'exclusion de Pauli.

Mis à part la contraction, une augmentation globale de masse peut également être à l'origine de la naissance d'un objet compact. C'est ce qui se produit dans le cas des étoiles à neutrons et des trous noirs. Typiquement, un cœur de fer dégénéré se forme au centre de l'étoile, ce fer étant le produit des réactions nucléaires en son sein. Quand la masse atteint une certaine valeur critique, la pression ne peut plus supporter la gravité et le cœur s'effondre. Selon la masse du progéniteur, le résultat est soit une étoile à neutrons, pour laquelle l'interaction forte entre les baryons contrebalance la gravité, soit un trou noir. Ce dernier est le cas limite où aucune force ne peut équilibrer la gravité et donc plus rien n'empêche l'effondrement.

En dehors des trous noirs de masse stellaire, on pense que la majorité des galaxies possèdent un trou noir supermassif en leur cœur dont la masse serait comprise entre  $10^6$  et  $10^{10} M_{\odot}$ . La formation de ces trous noirs est encore mal comprise, mais il existe essentiellement trois alternatives :

- Soit le trou noir se forme rapidement par effondrement d'un nuage de gaz en même temps que la formation de la galaxie.
- Soit les processus collisionnels entre étoiles, au cœur de la galaxie, provoquent une libération et une accumulation de gaz qui finit également par s'effondrer.
- Soit une première population de trous noirs de masse modérée se forme avec la première génération d'étoiles ; la masse observée étant alors atteinte par accrétion et fusions successives. On parle de processus hiérarchique.

Les nouvelles générations de détecteur d'ondes gravitationnelles devraient permettre d'observer directement les processus responsables de la formation de ces trous noirs supermassifs et donc de lever un coin du voile...

Astre	Masse $M$ ( $M_{\odot}$ )	Rayon $R$ (km)	Densité $\rho$ ( $\text{kg m}^{-3}$ )	Compacité $\Xi$
Naine blanche	0.1 à 1.4	$\sim 10^4$	$\sim 10^{9-10}$	$10^{-4}$ à $10^{-3}$
Étoile à neutrons	1 à $\sim 3$	$\sim 10$	$\sim 10^{18}$	$\sim 0.2$
Trou noir stellaire	$> \sim 3$	$9(M = 3M_{\odot})$	$\infty$	1
Trou noir supermassif	$10^{6-9}$	$\sim 20$ UA	$\infty$	1

TABLE 1.1 – Caractéristiques moyennes des objets compacts

### 1.1.1 Compacité et énergie d'accrétion

#### Paramètre de compacité

Une bonne mesure de la compacité d'un objet peut-être obtenue par le rapport entre l'énergie gravitationnelle newtonienne et l'énergie de masse du système. Supposons que le corps est une sphère homogène de masse  $M$  et de rayon  $R$ . On peut alors montrer que l'énergie gravitationnelle, en théorie newtonienne, est simplement :

$$E_{\text{grav}} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (1.1)$$

tandis que l'énergie de masse est obtenue par la fameuse formule :

$$E_{\text{masse}} = Mc^2 \quad (1.2)$$

Le rapport de ces deux énergies donne :

$$\frac{E_{\text{grav}}}{E_{\text{masse}}} = -\frac{3}{5} \frac{GM}{Rc^2} \quad (1.3)$$

où l'on voit apparaître le paramètre sans dimension dit *paramètre de compacité* :

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2} \quad (1.4)$$

Bien entendu, plus un objet est compact et plus  $\Xi$  est grand. On trouvera dans le tableau 1.1 quelques-unes des valeurs typiques de  $\Xi$  pour les trois types d'objets compacts.

#### Puissance d'accrétion et limite d'Eddington

De part l'intense champ gravitationnel qu'ils génèrent, les objets compacts sont un réservoir d'énergie sans commune mesure. Leur présence est donc souvent invoquée pour expliquer les événements les plus énergétiques observés dans l'univers (NAG, supernovae, sursauts  $\gamma$ , etc.).

L'accrétion est un des mécanismes les plus efficaces dans l'univers pour puiser dans ce réservoir d'énergie. Pour un astre de masse  $M_{\star}$  et de rayon  $R_{\star}$ , l'énergie gravitationnelle libérée par l'accrétion d'une quantité de matière de masse  $m$  à sa surface est :

$$\Delta E_{\text{acc}} = \frac{GM_{\star}m}{R_{\star}} = \Xi mc^2 \quad (1.5)$$

On voit tout de suite que plus l'astre est compact et plus l'accrétion est efficace (en principe). Pour comparaison, la fusion d'une masse équivalente d'hydrogène en hélium libère une énergie :

$$\Delta E_{nuc} = 0.007mc^2 \quad (1.6)$$

Pour des objets compacts comme les étoiles à neutrons ou les trous noirs, le mécanisme d'accrétion est donc plus efficace que la fusion nucléaire (cf. table 1.1). Pour une compacité  $\Xi$  donnée, la puissance libérée par ce mécanisme dépend du taux  $\dot{M}$  auquel la matière est accrétée. On définit ainsi la puissance d'accrétion  $Q_{acc}$  :

$$Q_{acc} = \frac{GM_\star \dot{M}}{R_\star} = \Xi \dot{M} c^2 \quad (1.7)$$

À haute luminosité, le taux d'accrétion  $\dot{M}$  peut être contrôlé par la pression qu'exerce le rayonnement sur la matière accrétée. Dans certains cas, ceci peut conduire à une luminosité maximale dite *luminosité d'Eddington*.

Pour obtenir un ordre de grandeur de cette limite on se place dans le cas d'un flot d'accrétion stationnaire à symétrie sphérique. On suppose également que la matière accrétée est principalement constituée d'hydrogène et que celui-ci est complètement ionisé. Dans ces conditions, le rayonnement agit essentiellement sur les électrons libres par diffusion Thomson ; la section efficace de diffusion sur les protons étant  $(m_e/m_p)^2 \sim 10^{-7}$  fois inférieure à celle des électrons. Si  $F$  est le flux d'énergie rayonnée (en  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) et  $\sigma_T$  la section efficace de Thomson, alors la force (radiale et dirigée vers l'extérieur) subie par chaque électron correspond au taux de transfert de quantité de mouvement des photons vers l'électron :  $\sigma_T F/c$ . La force d'attraction électrostatique implique ensuite que les protons sont entraînés par le mouvement des électrons. Au final, le rayonnement s'oppose à la force de gravité,  $GM_\star(m_p + m_e)/r^2 \simeq GMm_p/r^2$ , agissant sur chaque paire d'électron-proton située à une distance  $r$  du centre. La force résultante est donc :

$$\left( GM_\star m_p - \frac{L\sigma_T}{4\pi c} \right) \frac{1}{r^2} \quad (1.8)$$

où  $L = 4\pi r^2 F$  est la luminosité de l'astre accrétant. Il existe par conséquent une luminosité limite pour laquelle cette expression s'annule, la limite d'Eddington :

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GM_\star m_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{38} \left( \frac{M_\star}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.9)$$

Si la luminosité de la source dépasse cette limite, la pression de radiation excède l'attraction gravitationnelle et on peut s'attendre à ce que l'accrétion s'arrête. Si la luminosité est entièrement dérivée du processus d'accrétion, on a  $L = Q_{acc} = \Xi \dot{M} c^2$ . Dans ce cas, la luminosité d'Eddington correspond à un taux d'accrétion limite qu'on définira par convention :

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{c^2} \quad (1.10)$$

Si l'astre accrétant est un trou noir, il n'est pas clair du tout que la luminosité totale dégagée par accrétion corresponde à  $\Xi \dot{M} c^2$ . En effet, on définit le paramètre de compacité d'un trou noir comme  $\Xi = 1$ , essentiellement par convention. Cependant le rayon d'un trou noir ne

se réfère pas à une surface dure, mais à une région dans laquelle la matière ne peut plus s'échapper. Pour masquer les incertitudes concernant la façon dont l'énergie est libérée dans l'environnement proche du rayon limite, on définit le paramètre sans dimension  $\eta$  tel que :

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.11)$$

$\eta$  correspond donc à l'efficacité avec laquelle le processus d'accrétion convertit l'énergie de masse de la matière accrétée en rayonnement. Bien que la valeur de  $\eta$  soit difficile à mesurer dans le cas des trous noirs, on peut toutefois poser des limites supérieures à celle-ci en considérant que la matière orbitant autour du trou noir ne peut y tomber si elle ne dissipe pas son énergie gravitationnelle. L'efficacité  $\eta$  peut donc s'exprimer comme l'énergie de liaison gravitationnelle par unité de masse à la dernière orbite stable (voir [Frank, King et Raine 2002](#), Chapitre 7). Pour un trou noir de Schwarzschild (de spin nul) on obtient ainsi  $\eta_{\max} \sim 0.06$  et pour un trou noir de Kerr (en rotation maximale) on trouve  $\eta_{\max} \sim 0.4$ .

### 1.1.2 Systèmes binaires

« La majorité des étoiles vivent en couple. » Cet aspect romantique bien connu, implique notamment que les systèmes binaires sont des environnements privilégiés d'étude des objets compacts. L'interaction entre les deux composantes du système génère d'intenses rayonnements couvrant tout le spectre électromagnétique ; une caractéristique qu'ils partagent avec les noyaux actifs de galaxies qui sont également de puissants émetteurs multi-longueur d'ondes. Cependant, les échelles de temps typiques sur lesquelles se produisent les principales variations dans les systèmes binaires (de la milliseconde à l'année) sont beaucoup plus compatibles avec la courte durée de vie d'un thésard que la variabilité séculaire des NAGs .

Considérons donc un système binaire formé d'un astre compact (naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir) et d'une étoile « normale » (étoile sur la séquence principale ou géante rouge). Cette dernière sera qualifiée dans la suite de *compagnon* et les grandeurs la décrivant auront l'indice « 2 » ; l'indice « 1 » étant attribué à l'objet compact. Notons qu'un tel indicage ne présuppose rien sur l'ordre des masses. On pourra avoir tout aussi bien  $M_1 > M_2$  – le système binaire est alors dit *de faible masse* – que  $M_2 > M_1$  – le système binaire est alors dit *de grande masse*. On notera :

$$q := \frac{M_2}{M_1} \quad (1.12)$$

Dire qu'un tel système binaire est *serré* signifie que le champ gravitationnel de l'astre compact a une influence appréciable sur la structure du compagnon. Cette influence engendre des processus d'accrétion de matière de l'étoile compagnon vers l'objet compact qui sont l'origine d'émissions fortement énergétiques dont l'intensité maximale est atteinte dans le domaine X. D'un point de vue observationnel, les systèmes binaires serrés contenant un objet compact accrétant peuvent être rangés en deux catégories :

- **Variables cataclysmiques** : l'objet compact est une naine blanche ;
- **Binaires X** : l'objet compact est une étoile à neutrons ou un trou noir.

Nous nous concentrerons par la suite sur la seconde catégorie. Le lecteur intéressé est renvoyé à [Hellier \(2001, et références incluses\)](#) pour une revue exhaustive des propriétés des variables cataclysmiques. La catégorie des systèmes binaires X possède elle-même une zoologie assez

complexe, mais deux facteurs principaux influencent leur classification : la nature de l'étoile compagnon et celle de l'objet compact.

### *Nature de l'étoile compagnon*

La nature de l'étoile compagnon influence le transfert de masse entre les deux composantes du système binaire. Si le compagnon est une étoile massive, il produit un intense vent stellaire de façon isotrope dont une partie peut être accrétée par l'objet compact, et ce, même si la séparation orbitale est importante. Ces systèmes sont dits *binaires X de grande masse* (HMXB pour *High Mass X-ray Binary*). Si la séparation orbitale est faible, ou si le rayon de l'étoile compagnon augmente, l'accrétion par débordement du lobe de Roche peut également se mettre en place : la matière est directement « arrachée » de l'étoile compagnon par des forces de marées intenses et tombe en spiralant (par conservation du moment cinétique) vers l'objet compact. Ce processus crée un disque d'accrétion, source d'un fort rayonnement X. Si la masse de l'étoile compagnon est faible, celle-ci développe un vent stellaire faible lui aussi qui, même si il peut être accrété, ne génère pas une émission suffisamment intense pour être détectée. L'accrétion par débordement du lobe de Roche est donc le mode privilégié dans ce cas. Ces systèmes sont dits *binaires X de faible masse* (LMXB pour *Low Mass X-ray Binary*). La figure 1.1 présente une vue d'artiste des deux modes d'accrétion que nous venons brièvement de décrire.

Comme nous l'avons défini plus haut, une binaire est dite de grande masse lorsque  $q > 1$ . Dans la pratique, les HMXBs sont généralement définies comme des systèmes binaires composés d'un objet compact accrétant la matière d'une étoile évoluée de type O ou B, de masse supérieure à environ  $8 M_{\odot}$ . Population jeune, on les trouve généralement dans les bras spiraux. Dans la plupart des cas, l'objet compact est un pulsar, une étoile à neutron magnétisée en rotation rapide. Les HMXBs se subdivisent ensuite en trois grandes familles selon le type de l'étoile compagnon (Be ou supergéante) et le mode d'accrétion (par vent et/ou débordement du lobe de Roche). Le transfert de masse dans ces systèmes peut-être persistant ou intermittent (quand l'orbite est excentrique par exemple), ou bien particulièrement instable, dans le

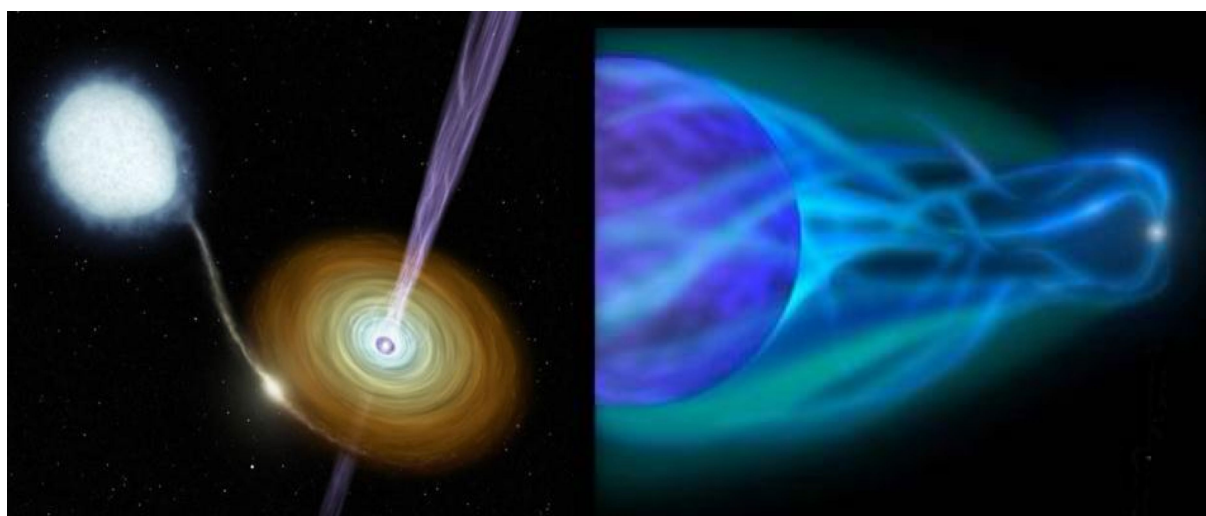


FIGURE 1.1 – Vue d'artiste des différents modes d'accrétion : par débordement du lobe de Roche à gauche et par accrétion du vent stellaire à droite.

cas du débordement du lobe de Roche, car le transfert s'effectue d'une étoile plus massive vers une étoile moins massive. Par conséquent, les HMXBs possèdent une phénoménologie riche et complexe qui dépasse le cadre de cette courte introduction. Nous renvoyons donc le lecteur intéressé à e.g. [Negueruela \(2009\)](#) et [Chaty \(2010\)](#) pour de plus amples détails sur les propriétés de ces systèmes.

L'étoile compagnon dans une LMXB est généralement de type tardif (G, K ou M) et sa masse dépasse rarement  $1M_{\odot}$ . Les LMXBs se trouvent préférentiellement dans le bulbe galactique et dans des amas globulaires. Comparativement aux HMXBs, le transfert de masse par débordement du lobe de Roche est ici beaucoup plus stable, car l'astre accrétant est toujours plus massif que son compagnon. Mais ceci ne signifie pas pour autant que l'émission du système soit persistante. On observe en effet d'intenses variations sur des échelles de temps allant de la milliseconde à l'année, comme nous le détaillerons dans la suite. Cependant, cette variabilité est attribuée à des processus physiques propres au disque d'accrétion plutôt qu'au transfert de masse lui-même.

### *Nature de l'objet compact*

Hormis la différence de masse entre les divers objets compacts, la présence d'une surface est un paramètre influant sur l'interaction directe de la matière accrétée avec l'astre compact. La matière s'accumulant sur la surface d'une étoile à neutrons, par exemple, engendre de façon récurrente des réactions thermonucléaires à l'origine de flashes X très violents. Ce phénomène est absent dans les binaires possédant un trou noir, ce qui est souvent considéré comme une preuve indirecte de la présence d'un horizon des événements. La présence d'un champ magnétique influence également l'écoulement de matière sur l'objet compact. Si l'intensité du champ est suffisamment importante, il peut forcer la corotation du gaz avec l'étoile à neutrons et guider la matière le long des lignes de champ vers les pôles magnétiques sur lesquels elle tombe en chute libre. Le choc qui en résulte produit un rayonnement X focalisé par le champ magnétique et modulé selon la période de rotation de l'étoile à neutrons. On constate, en revanche, la présence d'éjection de matière de façon beaucoup plus fréquente dans les systèmes à trou noir. La raison de cette dernière différence est très mal comprise, à l'image des processus conduisant à ces éjections.

### **1.1.3 Noyaux actifs de galaxies**

Un noyau actif de galaxie (NAG) est une région compacte et extrêmement lumineuse située au centre d'une galaxie. Ces noyaux peuvent développer, dans une région de la taille du système solaire, une luminosité cent fois supérieure à celle d'une galaxie comme la Voie Lactée. Cet excès de luminosité est observé sur tout ou partie du spectre électromagnétique. On pense, depuis longtemps maintenant ([Lynden-Bell 1969](#)), que les NAGs sont alimentés par l'accrétion de masse sur un trou noir supermassif ( $10^6$  à  $10^{10}M_{\odot}$ ) situé au centre de la galaxie hôte. Pour certaines catégories de NAGs, on observe également la présence de jets collimatés s'étendant sur des échelles de plusieurs parsecs. Ces jets sont par ailleurs la seule composante résolue spatialement dans ces systèmes. On infère également la présence d'un disque d'accrétion optiquement épais, dont le maximum de luminosité est atteint dans le domaine optique-ultraviolet (le fameux « big blue bump »). Les similarités morphologiques entre NAGs et binaires X sont donc relativement évidentes. Elles ont motivé, entre autres, l'invention du

terme *microquasar* après la découverte de jets en apparence superluminiques émis par la binaire X à trou noir GRS 1915+105 (Mirabel et Rodriguez 1994).

Jets et disques semblent former des systèmes symbiotiques que l'on peut reproduire, par simple loi d'échelle, sur une large gamme de masses, d'énergies, de longueurs, etc. D'où l'idée de comprendre les propriétés des différents types de NAGs en étudiant leurs homologues de masse stellaire, dont les échelles de temps de variation sont beaucoup plus courtes.

## 1.2 SYSTÈMES BINAIRES X À TROU NOIR

Nous nous concentrons maintenant sur les propriétés des systèmes binaires X de faible masse dont l'objet compact est un trou noir. Pour des questions de concision, nous utiliserons souvent le terme *microquasar* pour désigner ces objets. Il faut cependant garder à l'esprit que ce terme englobe toute binaire X à trou noir (de faible ou forte masse) qui montre la présence de jets.

### 1.2.1 Anatomie

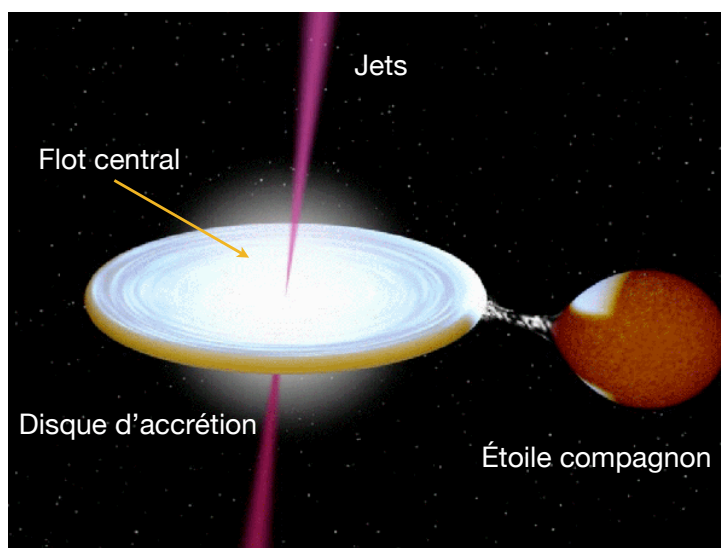


FIGURE 1.2 – Vue d'artiste d'un microquasar. Crédits Rob Hynes.

La figure 1.2 est une représentation schématique d'un microquasar où l'on distingue quatre composantes majeures : l'étoile compagne, le disque d'accrétion, le flot central et les jets. L'émission combinée de ces composantes couvre la quasi-totalité du spectre électromagnétique, de la radio aux X durs. Comme nous l'avons déjà précisé, les microquasars apparaissent souvent très variables, alternant entre des périodes de repos, dites de « quiescence », et des phases d'activité, appelées « sursaut », durant lesquelles la luminosité globale peut augmenter de plus de six ordres de grandeur en quelques jours. Nous détaillons ci-dessous les caractéristiques principales des trois composantes responsables de ces variations : le disque, le flot central et les jets. Nous mentionnerons également certaines des principales questions qui y sont associées, et qui ont, entre autres, motivé les recherches présentées dans cette thèse.



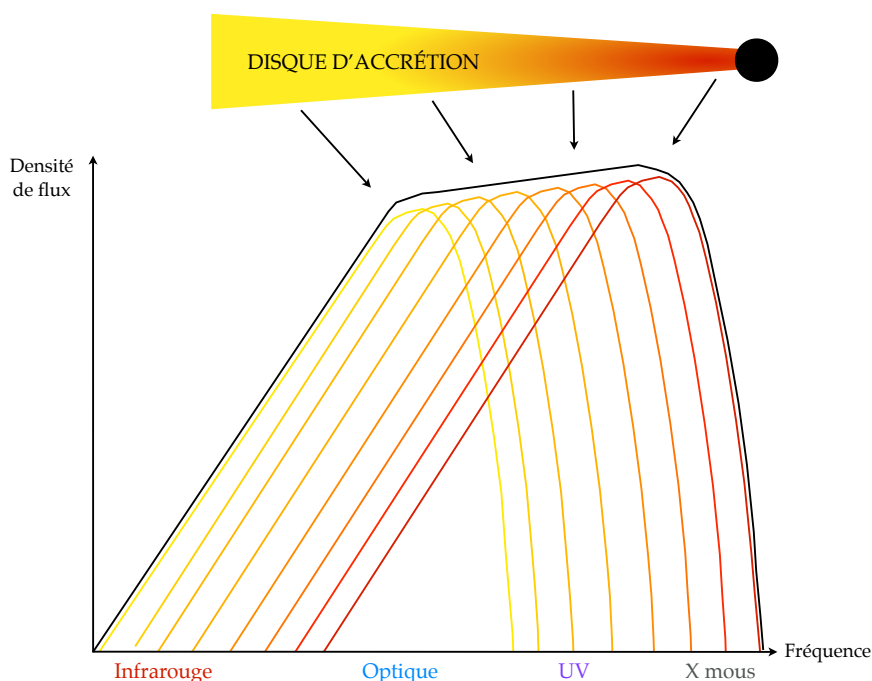


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'un spectre de disque d'accrétion.

### Disque d'accrétion

Par conservation du moment cinétique, la matière issue de l'étoile compagnon se circularise tout d'abord à une distance  $R_{circ}$  du trou noir, appelée, à juste titre, rayon de circularisation. Puis, par dissipation visqueuse, elle transfère petit à petit son moment cinétique vers l'extérieur et enchaîne une série d'orbites circulaires de plus en plus proches du trou noir. La dissipation visqueuse convertit son énergie gravitationnelle en énergie thermique, qui est ensuite rayonnée par la surface du disque. Dans le modèle standard de disque optiquement épais et géométriquement mince (Shakura et Sunyaev 1973) que nous détaillerons au chapitre suivant, ce rayonnement est de type corps noir. Or plus la matière approche du trou noir, plus sa température s'élève. On peut donc associer à chaque rayon du disque une température équivalente de corps noir. En première approximation, le spectre résultant se présente sous la forme d'une superposition de corps noirs de différentes températures (cf. figure 1.3) dont le domaine d'émission va **de l'infrarouge aux X mous**<sup>1</sup>. Précisons que plus de la moitié de l'énergie totale rayonnée s'effectue dans les parties les plus internes du disque, où la température est la plus élevée. La luminosité maximale est donc atteinte dans le domaine X.

### Flot d'accrétion central

De manière générale, le spectre X observé lors d'un sursaut présente deux composantes majeures : une composante d'origine thermique dans les X mous, attribuée aux zones internes du

1. définis de 0.1 à 10 keV



disque d'accrétion, et une composante d'émission non-thermique<sup>2</sup>, présentant la forme d'une loi de puissance décroissante **des X mous jusqu'aux X durs**, exhibant parfois une coupure exponentielle à haute énergie ( $\sim 100$  keV). La nature et la géométrie de la composante physique responsable de cette émission non-thermique, sont toujours fortement débattues. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer les caractéristiques observées, certains ayant plus de succès à reproduire les propriétés spectrales, d'autres les propriétés temporelles. Malheureusement aucun ne fait totalement consensus à l'heure actuelle. Par souci de généralité, nous l'appellerons donc « flot d'accrétion central ». Malgré les débats concernant l'énergétique et la géométrie exacte du flot central, le mécanisme d'émission majoritairement invoqué reste le processus Compton inverse de photons UV et X mous sur une population énergétique d'électrons. Toute la question est ensuite de savoir :

1. Quelle est la géométrie (disque géométriquement épais, base du jet, couronne de plasma située au dessus du disque mince...) et la distribution énergétique (thermique ou non) de cette population d'électrons ?
2. Quelle est la source des photons incidents et le processus d'émission qui les a produit : rayonnement thermique du disque, émission synchrotron ou bremsstrahlung de la base du jet ou du flot central lui-même (si la distinction entre les deux n'est pas qu'une question de vocabulaire...)?

Nous discuterons plus en détail des principaux modèles de flot central au chapitre 2.

Dans le même domaine d'énergie, on détecte également la présence de composantes d'émission plus faibles, sous la forme d'une raie d'émission Fe  $K\alpha$  autour de 6.4 keV et d'un excès piquant autour de 30 keV. Ces composantes sont attribuées à la réflexion de l'émission X dure du flot central sur le disque d'accrétion.

### *Jets*

Les binaires X à trous noirs, dans un grand nombre de cas, sont également le siège d'éjections relativistes de matière leptonique et/ou baryonique, orthogonales au plan du disque et dont l'émission principale se situe **de la radio à l'infrarouge proche**. Ces éjections se manifestent principalement sous deux formes :

**Éjections discrètes** : ce sont des nuages de plasma en expansion, éjectés à des vitesses hautement relativistes voire superluminiques (en apparence). Ces nuages émettent un rayonnement de type synchrotron optiquement mince, caractérisé par un spectre en loi de puissance d'indice négatif ( $F_\nu \propto \nu^\alpha$  avec  $\alpha \sim -0.6$ ), essentiellement détecté dans le domaine radio (voir e.g. [Mirabel et Rodriguez 1994](#)). Du fait des pertes énergétiques engendrées par le rayonnement et l'expansion, qu'on pense adiabatique, le pic d'émission diminue en intensité et en énergie au cours du temps. Cette diminution se fait sur des échelles de temps de l'ordre de quelques jours. Ces éjections sont donc rarement résolues spatialement avant que l'intensité de leur rayonnement chute en dessous du niveau de détection. Elles sont donc observées distinctement que lorsqu'elles rentrent en interaction avec le milieu interstellaire environnant. Les chocs qui en résultent produisent un

2. J'emploie ici le terme « non thermique » pour qualifier une émission qui n'est pas de type corps noir. Ceci ne signifie pas pour autant que les particules à l'origine du rayonnement possèdent une distribution non-thermique.

rayonnement synchrotron intense qui peut être détecté jusque dans le domaine X (figure 1.5).

**Jets compacts :** ce sont des jets continus de matière faiblement relativiste, de petite taille (quelques dizaines d'unités astronomiques, voir e.g. [Dhawan et al. 2000](#), [Stirling et al. 2001](#), [Fuchs et al. 2003](#)), caractérisés par un spectre plat ou légèrement inversé ( $\alpha \gtrsim 0$ ) s'étendant de la radio jusqu'au proche infrarouge. Ce type de spectre, déjà observé dans les cœurs compacts des NAGs, est interprété comme la superposition du rayonnement synchrotron auto-absorbé issu de différentes zones non résolues d'un jet conique ([Blandford et Königl 1979](#), [Hjellming et Johnston 1988](#), [Falcke 1996](#)). En effet, découpons ce jet (par pur intérêt scientifique...) en une succession de tranches minces de plasma, orthogonales à la direction de propagation. Chaque couche émet un rayonnement synchrotron auto-absorbé, dont le spectre présente un pic d'émission à la fréquence où le plasma devient optiquement mince. Or la densité d'énergie d'une tranche diminue avec la distance à la base du jet, du fait de l'expansion et des pertes par rayonnement. On suppose également que l'intensité du champ magnétique diminue avec la distance. Le tout implique que plus on s'éloigne de la base, plus la fréquence à laquelle le plasma devient optiquement mince diminue et plus l'intensité du rayonnement qu'il produit à une fréquence donnée décroît. Sachant que les jets compacts sont trop petits pour que leur structure spatiale soit résolue, le spectre résultant est une superposition des spectres produits par les différentes tranches (cf. figure 1.4). Une des fréquences caractéristiques de ce spectre est située à la transition entre le régime optiquement épais ( $\alpha \sim 0$ ) et optiquement mince du jet ( $\alpha \sim -0.6$ ), et correspond au pic d'émission du plasma situé à la base ( $\nu_{max}$  sur la figure 1.4). Elle présente un intérêt majeur, car elle est directement liée à la dimension physique de la base (donc à la masse du trou noir) et à la puissance injectée dans le jet; deux inconnues essentielles à la compréhension des processus d'éjection et du budget énergétique total emporté par les jets. Pour les cœurs compacts des NAGs, cette fréquence de coupure est observée dans le domaine millimétrique ([Bloom et al. 1994](#)). Par simple loi d'échelle, on l'estime dans l'infrarouge moyen ou proche, pour un trou noir de masse stellaire. La position de cette coupure est également essentielle pour estimer la contribution du rayonnement synchrotron dans les rayons X. En effet, on a pu constater dans certain cas (e.g. [Corbel et Fender 2002](#)) que les spectres X étaient compatibles avec une extrapolation du régime synchrotron optiquement mince. D'où l'idée que les jets compacts pourraient contribuer à haute énergie, en complément ou à la place du flot d'accrétion central ([Markoff et al. 2003; 2005](#)).

On peut finalement inférer la présence d'éjections de matière à partir de leur action à long terme sur le milieu interstellaire comme pour la nébuleuse de Cyg X-1 ([Gallo et al. 2005](#)) ou les jets larges (quelques minutes d'arc) de 1E 1740.7-2942 ([Mirabel et al. 1992](#)) ou GRS 1758-258 ([Martí et al. 2002](#)). La figure 1.5 montre les manifestations des différents types d'éjection que nous venons de décrire.

### *Distribution spectrale d'énergie*

Pour résumer les contributions de ces trois composantes à l'émission globale, nous présentons en figure 1.6 le schéma simplifié d'une distribution spectrale d'énergie (SED dans la suite) d'un microquasar lors d'un sursaut. Précisons que cette SED correspond à une phase particulière du

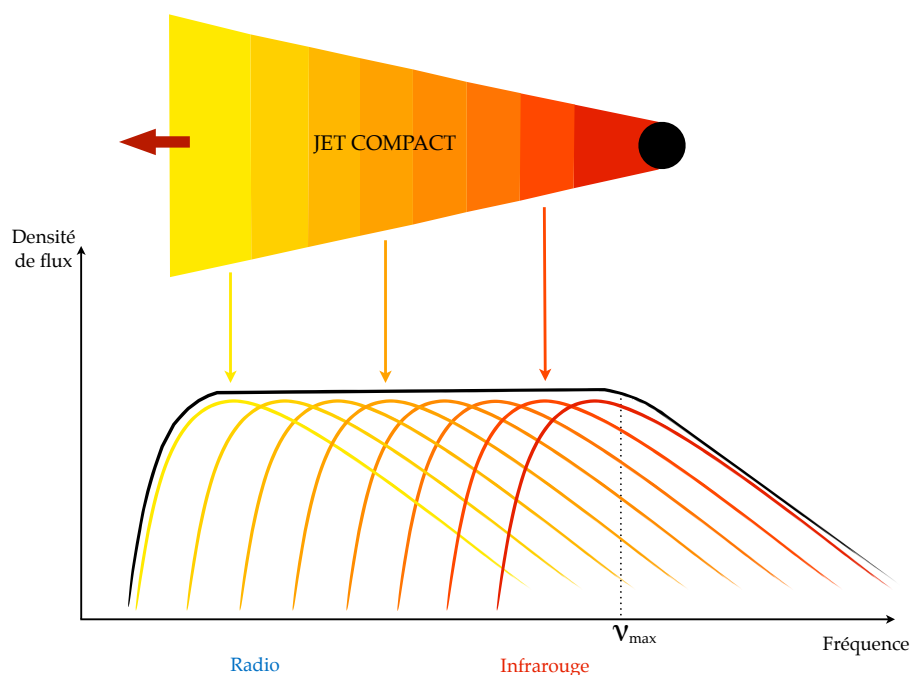


FIGURE 1.4 – Représentation schématique d'un spectre de jet compact.

sursaut (état « dur », voir ci-dessous) où les trois composantes sont présentes. Nous pouvons faire plusieurs remarques à partir de cette SED :

- Dans le cas d'une LMXB, la contribution de l'étoile compagnon lors d'un sursaut, est souvent négligeable par rapport à celle du disque d'accrétion.
- On constate que la fréquence de coupure du spectre des jets compacts est particulièrement difficile à déterminer, car elle est située dans un domaine de fréquence où les parties externes du disque d'accrétion contribuent également.
- Dans le domaine X, il est possible que différentes composantes d'émission se chevauchent, d'où la difficulté de les déterminer.

### 1.2.2 Un sursaut

Nous venons de décrire brièvement les principaux constituants d'une binaire X à trou noir. Or cette image figée n'est pas très représentative de ces sources au regard des intenses et complexes variations qu'elles affichent. Dans cette section, nous leur rendons justice en abordant la phénoménologie d'un sursaut, la scène maîtresse où tout se joue. À titre d'exemple, la figure 1.7 montre une courbe de lumière X mous du trou noir GX 339-4 sur une période de 8 ans entre 2002 et 2010. On y observe la présence de quatre sursauts majeurs (dont un en cours à la date où j'écris) entrecoupés de phases de repos ou de faible activité.

Nous décrivons ci-dessous la succession d'états d'accrétion/éjection par lesquelles la binaire transite entre son réveil et son retour en quiescence. Nous définirons d'abord ces états du point de vue des hautes énergies avant d'y associer le comportement multi-longueur d'onde. Nous terminerons finalement par un exposé succinct de la variabilité temporelle rapide ( $\lesssim 1$ s)

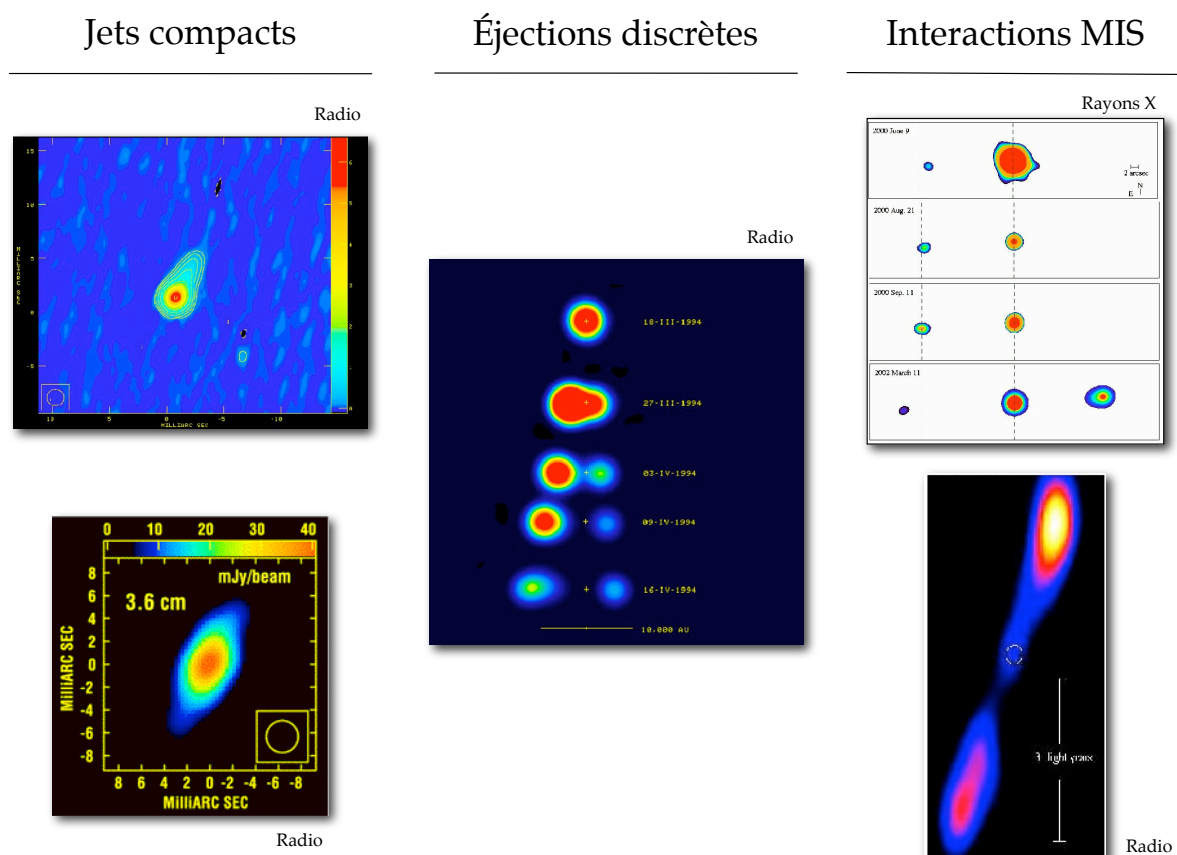


FIGURE 1.5 – Différentes manifestations d'éjection de matière dans les systèmes binaires X à trou noir. La colonne de gauche présente deux exemples d'observations VLBI qui ont permis de résoudre spatialement les jets compacts. La figure du haut est une observation de Cyg X-1 (Stirling et al. 2001). Celle du bas de GRS 1915+105 (Fuchs et al. 2003). La colonne centrale montre le déplacement superluminaire d'une éjection transitoire de GRS 1915+105 (Mirabel et Rodriguez 1994). La colonne de droite présente deux exemples d'interactions d'éjecta avec le milieu interstellaire (MIS). En haut, une image en rayons X de la source XTE J1550-564 (Corbel et al. 2002). En bas, une image des jets larges de 1E 1740.7-2942 (Mirabel et al. 1992)

et ses liens avec les états spectraux. Mais avant ceci, on peut se demander quel est le phénomène physique qui fait entrer une source en phase de sursaut.

### *Les raisons d'un sursaut : le modèle d'instabilité du disque*

Globalement, le réservoir d'énergie à la source de l'activité des binaires est l'énergie gravitationnelle. L'accrétion est le processus qui permet de puiser dans ce réservoir et d'utiliser cette énergie pour produire, entre autres, le rayonnement observé. Si ce dernier augmente fortement, comme à l'occasion d'un sursaut, on peut imaginer qu'il reflète une variation dans la puissance d'accrétion, puisque le champ gravitationnel, lui, ne change pas. Or l'accrétion s'effectue en deux étapes majeures : le transfert de masse de l'étoile compagne jusqu'au bord externe du disque, et le disque d'accrétion lui-même. Comme on l'a vu, un des paramètres fondamentaux qui caractérisent l'accrétion est le flux de masse vers l'objet compact, qu'on

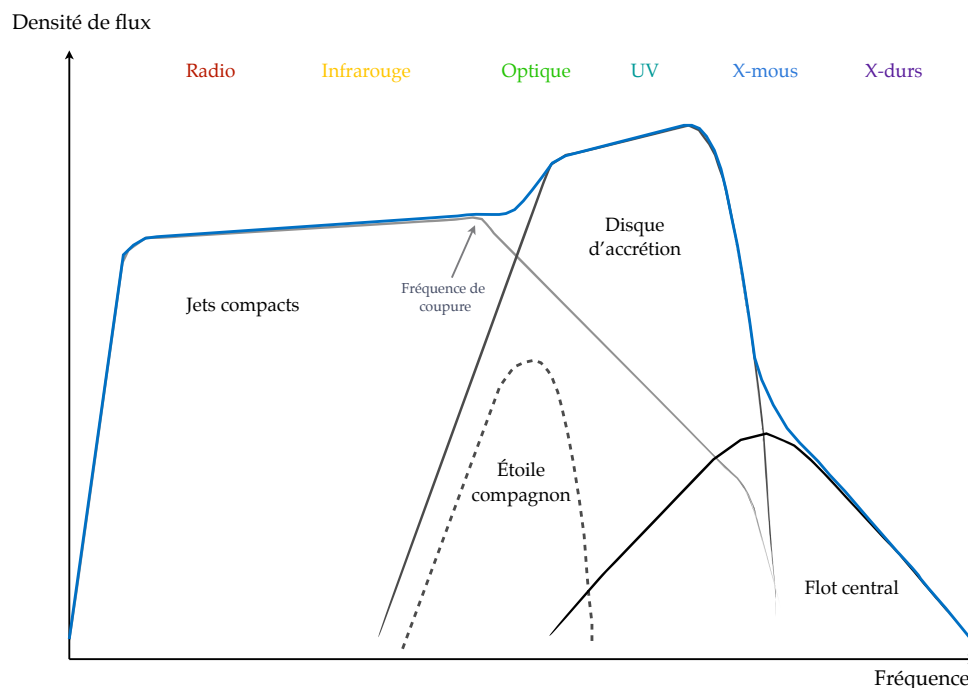


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de la distribution spectrale d'énergie à large bande d'un microquasar lors d'un sursaut.

appelle simplement taux d'accrétion (noté  $\dot{M}$ ). Clairement, plus ce taux est important, plus la quantité d'énergie gravitationnelle extraite par unité de temps est importante et donc plus le rayonnement est élevé. Un sursaut pourrait donc s'expliquer dans les deux cas suivant :

1. Le taux de transfert de masse de l'étoile compagne est variable. Son enveloppe pourrait être, par exemple, dynamiquement instable. Un sursaut serait donc lié à une brusque variation du transfert de masse de l'étoile.
2. Le taux d'accrétion local dans le disque varie à cause d'un changement dans les propriétés physiques du flot.

La première hypothèse s'est avérée relativement infructueuse, principalement par manque d'un réel mécanisme physique responsable de l'instabilité de l'enveloppe<sup>3</sup>. C'est la deuxième hypothèse, bien que souffrant de plusieurs problèmes, qui a rencontré le plus de succès pour reproduire les propriétés globales des sursauts, notamment leurs durées et leurs temps de récurrence. Le modèle le plus abouti, qui permet d'expliquer à la fois les sursauts dans les novae naines et les binaires X de faible masse, se nomme simplement modèle d'instabilité du disque (*Disk instability model*, DIM). Nous en décrivons ci-dessous les idées principales.

Le flot d'accrétion à un rayon donné dans le disque est à l'équilibre thermique lorsque les mécanismes de chauffage et de refroidissement se compensent. Pour un disque optiquement épais et géométriquement mince, cet équilibre se traduit par une relation entre la densité

3. Le mécanisme plausible proposé par Hameury et al. (1986) fût démontré inefficace en pratique par Gontikakis et Hameury (1993).

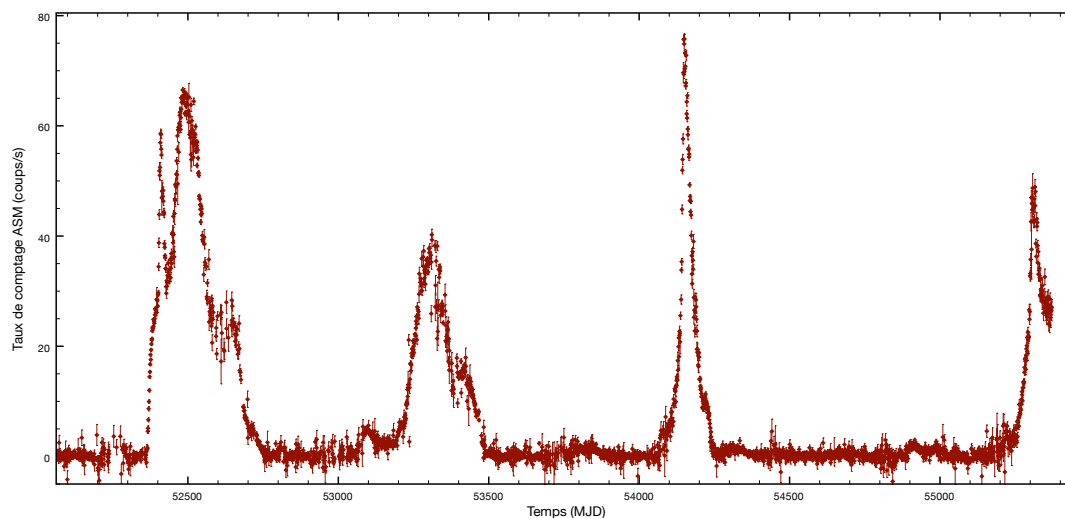


FIGURE 1.7 – Courbe de lumière X mous de GX 339-4 entre 2002 et 2010 obtenue avec l’instrument RXTE/ASM.

surfacique<sup>4</sup>  $\Sigma$  et la température  $T$ . Pour un rayon  $R$  donné, cette relation prend la forme d’une courbe en S dans un plan  $\Sigma - T$ , comme le montre la figure 1.8. Chaque point de cette courbe représente un état d’équilibre thermique du gaz. On distingue trois branches d’équilibre :

- Une branche d’équilibre stable, dite « froide » (partie inférieure du S), qui correspond à un état où l’hydrogène constituant le disque est principalement neutre.
- Une deuxième branche stable, dite « chaude » (partie supérieure du S) correspondant à un état où l’hydrogène est principalement ionisé.
- Une branche d’équilibre instable (partie centrale du S). Cette branche est située autour de la température d’ionisation de l’hydrogène ( $\sim 7000\text{K}$ ). Elle est caractérisée par le fait que pour un accroissement de température donné, le chauffage par frottement visqueux augmente plus vite que le refroidissement radiatif, ce qui augmente d’autant plus la température. Cette instabilité thermique est due à la forte augmentation de l’opacité lorsque l’hydrogène commence à s’ioniser. En effet, lorsque la température est suffisante, les photons les plus énergétiques du rayonnement thermique local commencent à ioniser une partie de l’hydrogène. Leur énergie est donc conservée à l’intérieur du disque au lieu de s’échapper, ce qui augmente la température et le mécanisme s’emballe jusqu’à l’ionisation quasi-complète. La même instabilité peut être vue dans le sens inverse, en partant d’un état complètement ionisé. Cette fois-ci l’opacité chute lorsque l’hydrogène commence à se recombiner. Le taux de refroidissement devient plus élevé que le taux de chauffage et la température décroît brutalement.

Un état d’équilibre stable ne peut donc être représenté que par un point sur la branche chaude ou la branche froide. Ceci implique que la densité de surface dans un état froid doit être inférieure à la densité maximale  $\Sigma_{max}$  de la branche froide. Inversement, dans l’état chaud la densité de surface doit être supérieure à  $\Sigma_{min}$ . À  $\Sigma_{max}$  et  $\Sigma_{min}$  correspondent grossièrement et respectivement les températures d’ionisation et de recombinaison de l’hydrogène. Supposons donc que l’anneau de gaz, initialement dans l’état froid, atteint la densité critique  $\Sigma_{max}$ .

4. Obtenue en intégrant verticalement la densité volumique  $\rho$



L'instabilité thermique se déclenche et amène le gaz dans un nouvel état stable sur la branche chaude. Or l'instabilité thermique entraîne également une instabilité dite « visqueuse ». En effet, les frottements visqueux augmentent avec la température, entraînant un accroissement local du taux d'accrétion. L'anneau se vide, la température et la densité surfacique diminuent jusqu'à ce que le gaz atteigne la densité  $\Sigma_{min}$ . L'instabilité thermique se déclenche à nouveau, ramenant le système dans un équilibre froid. Ceci constitue le cycle limite de l'instabilité thermo-visqueuse. Il est représenté sur la figure 1.8. Rappelons cependant que ce mécanisme est purement local, mais son extension à l'ensemble du disque est relativement simple. En effet, lorsqu'un anneau effectue une transition vers un état chaud, il crée localement un fort gradient de température et de densité qui entraîne une rapide diffusion de masse et de chaleur dans les anneaux adjacents, les poussant à entamer la même transition.

À partir de ce modèle, on peut donc dresser une image globale d'un sursaut. Tout d'abord, les sources qui montrent ce genre de comportement transitoire, doivent avoir un taux de transfert de masse du compagnon qui implique une température d'équilibre du plasma proche de la température d'ionisation de l'hydrogène. Si le taux est trop élevé, tout le disque se trouve dans un état d'équilibre chaud et stable et n'évoluera donc pas. Ce qui correspondrait aux sources persistantes. Si le taux est trop bas, le disque est stable dans un état froid et probablement invisible pour un observateur. On se place donc dans le cas d'un taux de transfert intermédiaire. La source est initialement dans un état quiescent où le taux d'accrétion local dans le disque est partout (à l'exception des zones les plus externes du disque) inférieur au taux de transfert de masse  $\dot{M}_{ext}$ . Durant cette phase, la masse s'accumule dans le disque, la densité et la température augmentent. Suivant le profil de densité  $\Sigma(R)$ , une zone du disque (probablement proche du centre) va atteindre la densité critique et déclencher l'instabilité qui se propage ensuite dans le reste du disque. C'est la phase de croissance du sursaut durant laquelle la luminosité augmente. La majeure partie du disque se trouve maintenant en équilibre chaud avec un taux d'accrétion supérieure à l'apport externe de masse. Une partie de la masse accumulée dans le disque est alors accrétée par l'objet compact. Dans l'équilibre chaud, le nouveau profil de densité du disque implique que les zones externes du disque atteindront en premier la densité critique  $\Sigma_{min}$ . La deuxième instabilité se déclenche et propage une onde de refroidissement vers l'intérieur du disque. C'est la décroissance du sursaut. Le disque revient en équilibre froid à un taux d'accrétion plus bas que  $\dot{M}_{ext}$  (état quiescent) et le cycle redémarre.

Ce scénario constitue la trame de base (particulièrement simplifiée) du DIM. Dans sa version généralisée, il prend en compte de nombreux autres mécanismes physiques que nous n'avons pas mentionnés. Ces mécanismes se sont avérés nécessaires pour expliquer en pratique certaines propriétés fondamentales des sursauts. Dans le cas des binaires X de faible masse par exemple, les modèles numériques utilisant le DIM standard produisent des sursauts d'une durée maximale de quelques dizaines de jours avec des temps de récurrence très courts (Mineshige et Wheeler 1989, Menou et al. 2000). Ils prédisent également des temps de décroissance rapides des sursauts, contrairement aux lentes décroissances exponentielles ou linéaires généralement observées. L'ingrédient fondamental proposé pour corriger le DIM (King et Ritter 1998) est l'irradiation des zones externes du disque par la source centrale de rayonnement X. Lors d'un sursaut, l'irradiation permettrait de maintenir les zones externes du disque au-delà de la température de recombinaison de l'hydrogène. L'instabilité thermique de retour ne pourrait donc se mettre en place que lorsque l'irradiation diminue. Cette dernière

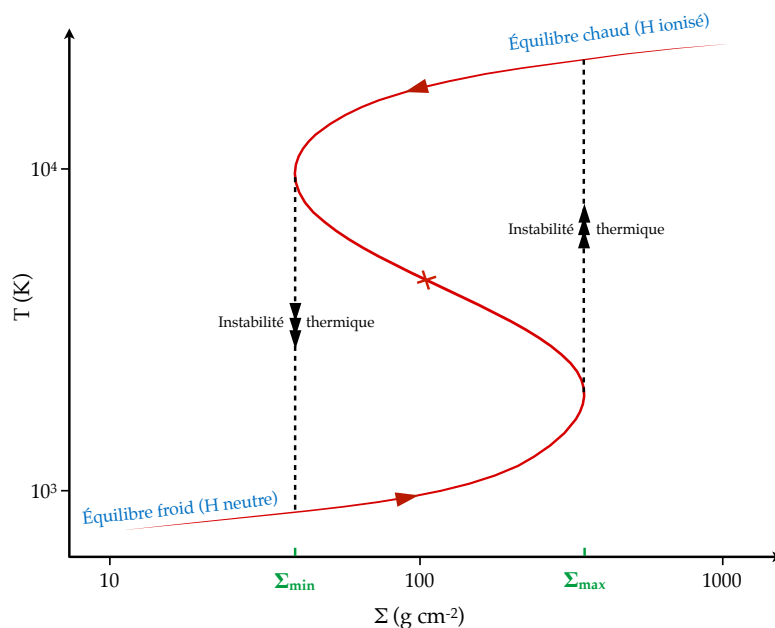


FIGURE 1.8 – Courbe d'équilibre thermique dans le plan  $\Sigma - T$ .

étant dépendante du taux d'accrétion des zones centrales, elle diminue progressivement sur un temps caractéristique dit « visqueux » (voir chapitre 2), nettement plus long que le temps « thermique » de propagation de l'onde de refroidissement. On peut obtenir de cette façon des sursauts globalement plus longs et à décroissance exponentielle (Dubus et al. 2001).

Malgré les différents succès du DIM généralisé, de nombreuses zones d'ombre subsistent, dont certaines particulièrement fondamentales comme la prise en compte de la turbulence comme source principale de viscosité ou l'influence des jets sur le déroulement d'un sursaut (ce qui requiert au préalable que l'on comprenne comment ils sont produits). Pour de plus amples détails sur la physique du DIM, ses forces et ses faiblesses, nous renvoyons le lecteur à la revue de Lasota (2001).

### États d'accrétion et diagramme intensité-dureté

Nous abordons maintenant les différentes étapes d'un sursaut d'un point de vue plus observationnel. Nous préciserons tout de même les interprétations physiques qui y sont associées (dans la mesure du possible). Tout astrophysicien qui se respecte travaillant sur les binaires X vous parlera assez rapidement des deux principaux états spectraux par lesquels la source transite, en général, lors d'un sursaut. Ces états ont initialement été définis par les propriétés spectrales de l'émission X comme nous le décrivons ci-dessous. Cependant, avec le développement des observations multi-longueurs d'onde et l'avènement de satellites tel *RXTE*, possédant une excellente résolution temporelle, la définition des états a été élargie pour inclure les propriétés d'éjection et la variabilité temporelle rapide ( $\lesssim 1$ s). Deux aspects que nous aborderons dans les sections suivantes.

Comme on l'a vu, le spectre X exhibe deux composantes principales : la composante thermique du disque d'accrétion et la composante non-thermique en loi de puissance du flot



central. En fonction de l'importance relative d'une composante vis-à-vis de l'autre, on peut dégager deux états spectraux principaux :

**État dur** (*Hard State*, HS) : c'est l'état dans lequel entre la source en sortant de la quiescence et dans lequel elle revient lors de la décroissance, avant son retour au repos. Il est caractérisé par un spectre X dominé par la composante non-thermique. La température du bord interne du disque se situe autour de 0.1 keV. L'indice de photons  $\Gamma$  de la loi de puissance (avec  $N(E) \propto E^{-\Gamma}$  où  $N$  est le nombre de photons d'énergie  $E$ ) est généralement compris entre  $1.4 < \Gamma < 2.0$  et présente souvent une coupure exponentielle autour de 100 keV (voir e.g. [McClintock et Remillard 2006](#)). Dans une représentation du spectre en  $\nu F_\nu$ , l'émission pique donc dans les X durs autour de la centaine de keV, d'où le nom donné à cet état.

**État mou** (*Soft State*, SS) : c'est l'état de la source entre les deux phases d'état dur, quand la luminosité X est proche du pic du sursaut. Il est donc caractérisé par une forte luminosité X et par la prépondérance de la composante thermique du disque dont la température au bord interne est comprise entre 0.5 et 2 keV. Une émission non-thermique en loi de puissance est également présente dans l'état mou. Elle est plus faible et plus pentue ( $\Gamma > 2.4$ ) que dans l'état dur, mais elle s'étend au moins jusqu'au MeV, sans coupure exponentielle apparente ([Grove et al. 1998](#), [Tomsick et al. 1999](#)).

Les composantes de réflexion que nous avons décrites plus haut (raie du Fer et excès à 30 keV) sont présentes dans les deux états. Mais elles semblent plus faibles dans l'état dur que dans l'état mou.

En dehors de ces deux états principaux, il existe plusieurs états intermédiaires pour décrire les phases de transition. Ils sont généralement caractérisés par des contributions équivalentes du disque et du flot central et possèdent des propriétés spectrales intermédiaires entre les deux états majeurs. Leur classification reste tout même un sujet de débat et nous renvoyons le lecteur aux nomenclatures de [Homan et Belloni \(2005\)](#) et [Remillard et McClintock \(2006\)](#) pour une discussion plus détaillée. Lorsque cela sera nécessaire, nous distinguerons l'*état intermédiaire dur* et l'*état intermédiaire mou* (terminologie de [Homan et Belloni 2005](#)) comme les deux phases consécutives d'une transition entre état dur et mou.

À partir de ces quelques définitions, nous pouvons d'ores et déjà présenter l'ossature d'un sursaut du point de vue spectral X. Pour se faire, introduisons le diagramme intensité-dureté (*Hardness Intensity Diagram*, HID). Ce diagramme est une méthode de représentation très utile et indépendante des modèles pour décrire les différentes étapes d'une phase d'activité. Il représente l'évolution de l'intensité X de la source en fonction de son rapport de dureté. Ce dernier est défini comme le quotient du flux X durs par le flux X mous. La figure 1.9 montre un exemple de HID du microquasar GX 339-4.

Le sursaut débute lorsque la source sort de l'état quiescent pour entrer dans l'état dur. Sa luminosité augmente en conservant des caractéristiques spectrales et un rapport de dureté relativement stables. La durée de cette phase d'état dur initial est de l'ordre de quelques semaines à quelques mois. La source entame ensuite sa transition vers l'état mou en passant successivement par les états intermédiaires dur et mou. Durant cette phase, la composante thermique liée au disque d'accrétion devient dominante en terme de flux, et s'accompagne d'une augmentation de la température au bord interne du disque. Conjointement, l'émission du flot central diminue et devient plus « molle ». Cette transition dure en général de quelques

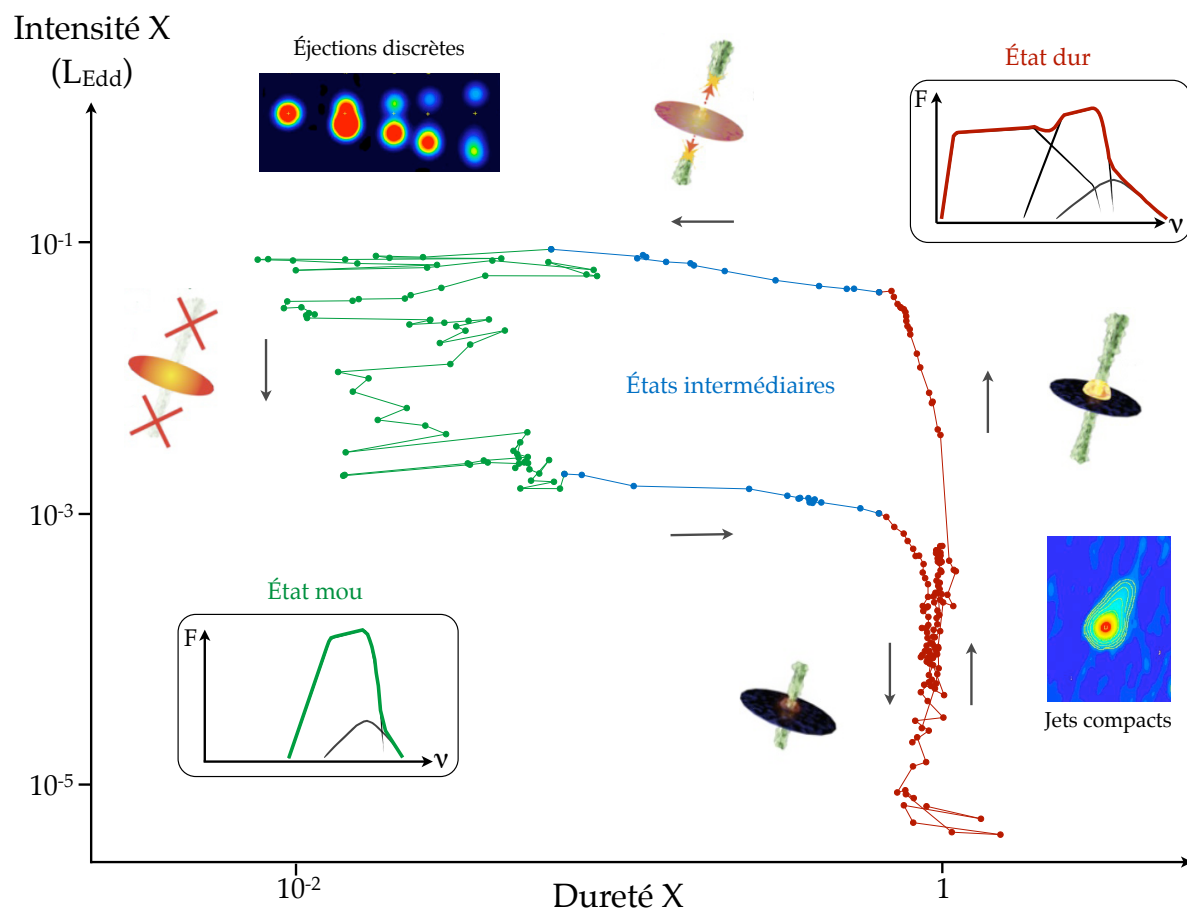


FIGURE 1.9 – Diagramme intensité-dureté et états d'accrétion-éjection associés. Les données utilisées pour ce diagramme sont issues du sursaut 2007 de GX 339-4. Les couleurs rouge, vert et bleu représentent respectivement les états dur, mou et intermédiaires. L'évolution temporelle de la source au cours du sursaut est indiquée par les flèches. Autour du diagramme, sont également représentées les SEDs typiques de l'état dur et mou ainsi que l'évolution des formes d'éjection lors du sursaut.

jours à quelques semaines. Une fois dans l'état mou, le spectre à large bande est complètement dominé par l'émission du disque d'accrétion, comme nous le verrons par la suite. La source débute ensuite sa décroissance et transite successivement par les états intermédiaires et l'état dur, avant de retourner en quiescence.

L'image standard, couramment acceptée pour expliquer l'augmentation de la température du bord interne du disque et la diminution de l'émission non-thermique, est qu'initialement, le disque d'accrétion est tronqué et remplacé dans ses parties internes par le flot central chaud. Avec l'augmentation du taux d'accrétion, le rayon de troncature diminue, remplaçant peu à peu le flot central par le disque standard. Les observations X réalisées à haut niveau de luminosité ( $L_X \sim 10^{37-39} \text{ erg s}^{-1}$ ) ont révélé des raies du fer  $K\alpha$  gravitationnellement élargies (Miller et al. 2002, Reynolds et Nowak 2003), indiquant que le disque d'accrétion atteignait la dernière orbite stable (Innermost Stable Circular Orbit, ISCO) autour du trou noir.

Une caractéristique importante qui est particulièrement visible sur le HID est que les transitions état dur vers état mou et état mou vers état dur, s'effectuent à des luminosités différentes (de plusieurs ordres de grandeur). C'est ce phénomène d'hysteresis qui donne sa forme

particulière au HID et son surnom de diagramme « en tête de tortue ». Néanmoins, malgré l'aspect fondamental qu'il revêt, ce phénomène est toujours incompris.

### *États d'éjection*

Comme nous l'avons mentionné, les états et modifications de la zone d'accrétion interne sont accompagnées par différents processus d'éjection de matière. Ces phénomènes sont généralement détectés dans le domaine radio (voir e.g. [Hjellming et Johnston 1981](#), [Mirabel et Rodriguez 1994](#), [Fender 2006](#), et références incluses) bien qu'ils puissent également dominer l'émission jusqu'au proche IR ([Corbel et al. 2001](#), [Jain et al. 2001](#), [Corbel et Fender 2002](#), [Homan et al. 2005a](#), [Russell et al. 2006](#), [Coriat et al. 2009](#)).

Lorsque la source débute son sursaut dans l'état dur, on observe une augmentation de la luminosité radio présentant un spectre plat caractéristique de la présence de jets compacts. Ces derniers sont habituellement détectés pendant toute la durée de l'état dur. Leur émission est persistante et leur luminosité est fortement corrélée à la luminosité X ([Hannikainen et al. 1998](#), [Corbel et al. 2000](#); [2003](#), [Gallo, Fender et Pooley 2003b](#), voir chapitre 5). Lorsque la binaire entre dans les états intermédiaires, on observe généralement une brusque augmentation du flux radio sur une échelle de temps de quelques jours. Ce phénomène qualifié de « flare<sup>5</sup> » radio présente un spectre typique d'émission synchrotron optiquement mince et est interprété comme la signature d'une éjection discrète et massive de plasma (e.g. [Han et Hjellming 1992](#)). Dans certain cas, ces éjections massives ont été résolues spatialement sous la forme de bulles d'émission synchrotron, s'éloignant du cœur de la source dans des directions opposées, (e.g. [Mirabel et Rodriguez 1994](#), voir figure 1.5). Ce premier flare radio majeur est parfois accompagné d'une succession de flares de plus faibles amplitudes, résultant probablement d'éjections moins massives. La structure physique du flot d'éjection est particulièrement obscure durant ces phases transitoires. Le scénario de base voudrait que les jets deviennent initialement instables et produisent des éjections fortement relativistes, qui rentrent en collision avec le plasma plus lent émis précédemment ([Fender et al. 2004](#)). Il résulterait des chocs internes à l'origine des flares radio. Cependant, il n'est pas établie que la structure collimatée du jet compact survive durant cette série d'événements transitoires. Toujours est-il que lorsque la source atteint finalement l'état mou, l'émission radio est supprimée, ou du moins fortement diminuée (d'un facteur 20 à 50), car elle se situe généralement au-dessous des limites de détection ([Fender et al. 1999a](#), [Corbel et al. 2000](#)). Pendant l'état mou, on pense donc que les jets compacts sont supprimés. Lorsque la source entame son retour vers l'état dur, la signature des jets compacts réapparaît vers la fin des états intermédiaires, sans être précédée de phase d'éjections transitoires. On observe d'abord un pic d'émission radio et infrarouge signalant la re-formation des jets, puis leur luminosité décroît dans l'état dur, tout comme l'émission des autres composantes du système.

### *Variabilité rapide de l'émission X*

On caractérise la variabilité de l'émission X en étudiant l'amplitude de ses variations en fonction des échelles de temps sur lesquelles elle se produisent. L'outil d'analyse le plus couramment utilisé est le spectre de puissance (*Power Density Spectrum*, PDS, [Leahy et al. 1983](#)), qui

---

5. Le terme flare est apparemment toléré en français dans le cadre de l'astronomie (<http://www.larousse.fr/dictionnaires/francais/flare>)

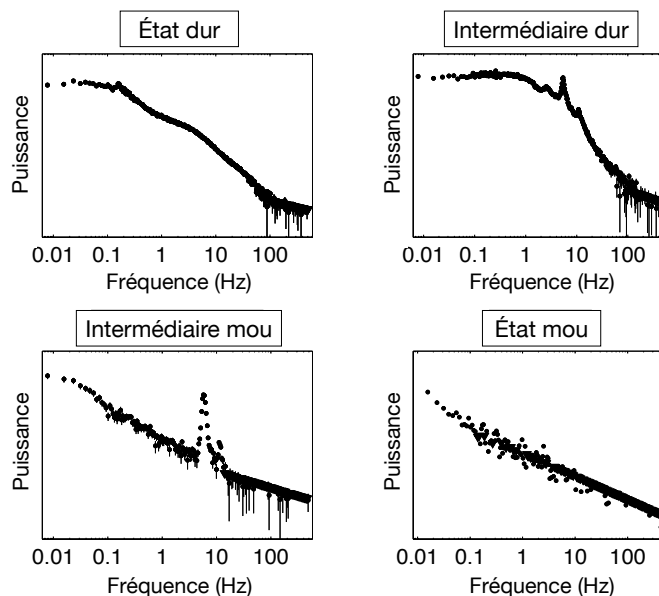


FIGURE 1.10 – Exemples de spectres de puissance associés aux différents états spectraux X du microquasar GX 339-4. Figure adaptée de [Homan et Belloni \(2005\)](#).

représente (grossièrement) le carré du module de la transformée de Fourier de la courbe de lumière X. Les spectres de puissances des binaires X montrent habituellement un continuum de variations aperiodiques auquel s'ajoutent parfois différents types de composantes fines de largeur variable. L'émission X est donc modulée par des résonances de différents degrés de cohérence et par un ensemble de processus stochastiques non-périodiques. Les structures fines sont désignées de façon générique comme des oscillations quasi-périodiques (*Quasi Periodic Oscillations*, QPOs). La phénoménologie des spectres de puissance et des QPOs est riche et complexe et leur traduction en terme de processus physiques en est encore à ses débuts. Par souci de concision, nous nous contenterons d'une description des propriétés principales des spectres de puissance durant les étapes d'un sursaut. Le lecteur intéressé pourra consulter [van der Klis \(2006\)](#) pour une revue exhaustive du domaine.

Les caractéristiques des PDS pendant les différents états spectraux X peuvent être résumées de la façon suivante ([McClintock et Remillard 2006](#)) :

- Pendant l'**état dur**, le spectre de puissance est caractérisé par un fort continuum de variabilité, dont la puissance RMS (intégrée entre 0.1 et 10 Hz) est de l'ordre de 20 à 30% du taux de comptage moyen. La présence de QPOs est aléatoire, mais on les observe généralement lorsque la luminosité est élevée.
- La variabilité dans l'**état mou** est caractérisée par un faible continuum (puissance intégrée < 7%) et l'absence d'oscillations quasi-périodiques.
- Pendant les **états intermédiaires**, on détecte la présence quasi-systématique de QPOs intenses et fortement cohérentes. La puissance intégrée du continuum se situe généralement entre les valeurs de l'état dur et de l'état mou ( $\sim 10\%$ ).

La figure 1.10 montre quatre exemples de spectres de puissance lors d'un sursaut du microquasar GX 339-4. On constate également que la forme du continuum évolue lors d'un sursaut.

Dans les états de dureté élevée, le continuum présente la forme d'un plateau à basse fréquence, suivi d'une décroissance en loi de puissance d'indice  $\alpha \sim -2$  (avec  $P_\nu \propto \nu^\alpha$ , où  $P_\nu$  est la densité spectrale de puissance). Dans les états plus mous, le plateau disparaît et le continuum peut être ajusté par une simple loi de puissance d'indice  $\alpha \sim -1$ .

## 1.3 CORRÉLATIONS MULTI-LONGUEURS D'ONDE

La source galactique GX 339-4 a été l'un des piliers du développement des idées sur la connexion accrétion/éjection dans les microquasars. Après la détection, dans cette source, de variabilités optiques rapides très similaires à celles observées dans les rayons X (Motch et al. 1982), la communauté observationnelle s'est de plus en plus intéressée à l'étude des variations simultanées dans plusieurs domaines de longueurs d'onde. Cette approche s'est révélée extrêmement fructueuse car elle a mis en lumière la présence de corrélations très fortes entre les émissions hautes et basses énergies, soulignant la connexion intime entre les processus d'accrétion et d'éjection. Dès lors, les campagnes d'observations multi-longueurs d'onde simultanées sont apparues essentielles pour comprendre les systèmes dans leur globalité.

### 1.3.1 Corrélations radio / X

*Trous noirs :*

La campagne d'observations radio menée avec le MOST (*Molongo Observatory Synthesis Telescope*) sur plusieurs années d'activité de GX 339-4 (Hannikainen et al. 1998) a mis en évidence, sur une petite plage de luminosité, que les courbes de lumière radio étaient corrélées aux courbes de lumière X des instruments *RXTE/ASM* (X-mous) et *BATSE* (X-durs) lorsque la source était dans l'état dur. Cette corrélation a ensuite été confirmée et quantifiée pour cette même source par Corbel et al. (2000; 2003), sous la forme d'une loi de puissance  $F_R \propto F_X^{0.71 \pm 0.01}$ , où  $F_R$  et  $F_X$  sont respectivement la densité de flux radio à 8.6 GHz et le flux X dans la bande 3-9 keV ou 9-20 keV (figure 1.11). Une fois établie pour GX 339-4, cette corrélation a été étendue à d'autres trous noirs dans l'état dur (Gallo et al. 2003b) et notamment V404 Cyg (figure 1.12). Elle s'étend sur plus de quatre ordres de grandeur de  $\sim 10^{-5}$  à  $\sim 2\% L_{\text{Edd}}$ . Ce lien radio/X semble donc universel pour tous les trous noirs stellaires accrétants dans l'état dur, et implique une connexion forte entre le flot central et les jets compacts.

De plus, l'étude de la dispersion des mesures radio/X autour de la corrélation indiquerait que le facteur de Lorentz du jet compact n'est pas très élevé ( $\Gamma \lesssim 2$  i.e.  $\beta \sim 0.8$ ) et a priori plus faible que lors des éjections impulsives et relativistes de plasma.

Avec l'étude du trou noir galactique A0620-00 (Gallo et al. 2006), la corrélation universelle radio/X est apparue valide même dans l'état quiescent ( $\sim 10^{-8} L_{\text{Edd}}$ ).

L'interprétation physique de cette corrélation est toujours débattue au sein de la communauté. Le sujet de discordance est principalement lié à la nature de l'émission X dans l'état dur (qui était déjà conflictuelle avant la découverte de la corrélation). On peut distinguer deux interprétations principales. La première consiste à dire que cette corrélation découle de la simple dépendance des émissions X et radio sur le taux d'accrétion. Il est donc naturel, quand ce dernier varie, que les flux X et radio varient conjointement. Sur un plan plus quantitatif, on montre que l'émission radio synchrotron ( $L_R$ ) d'un jet conique varie approximativement

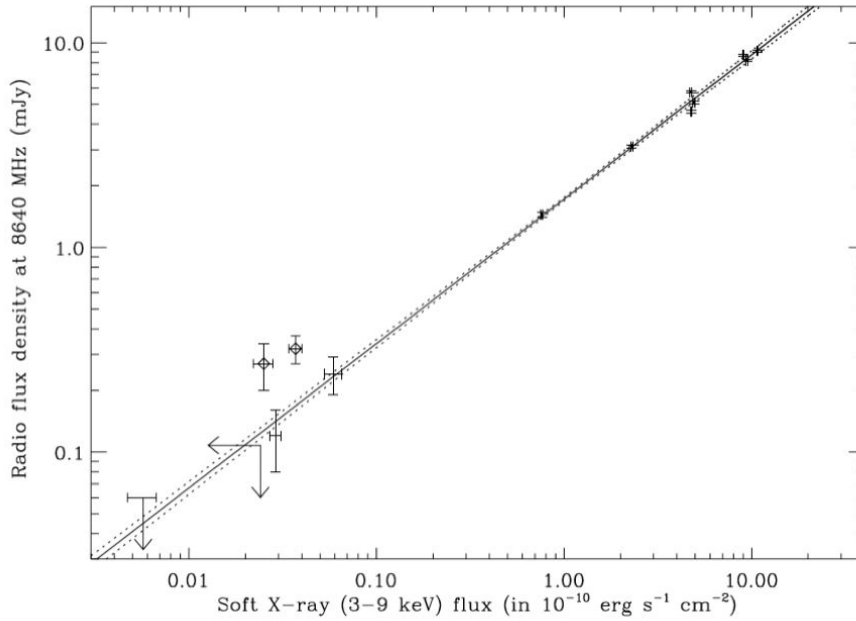


FIGURE 1.11 – Corrélation des flux X dans la bande 3-9 keV et des flux radio à 8.6 GHz pour le trou noir GX 339-4 entre 1997 et 2000. Figure extraite de [Corbel et al. \(2003\)](#)

comme  $Q_{\text{jet}}^{1.4}$  (voir chapitre 3). On suppose ensuite que la puissance injectée dans le jet est une fraction de la puissance d'accrétion  $Q_{\text{acc}} = \Xi \dot{M} c^2$ . Par conséquent, si cette fraction est fixe, on a  $L_R \propto \dot{M}^{1.4}$ . Pour reproduire la corrélation  $L_R \propto L_X^{0.7}$ , on a donc besoin que la luminosité X varie comme  $\dot{M}^2$ . Cette dépendance est prédite par plusieurs modèles de flots d'accrétion radiativement inefficaces (e.g. ADAF, voir chapitre 2). L'existence de la corrélation radio/X serait donc une confirmation de la présence de ce type de flot dans les zones internes proches de l'objet compact.

La deuxième interprétation suppose que ce sont les jets compacts qui produisent l'essentiel du rayonnement X non-thermique dans l'état dur ([Markoff et al. 2001; 2005](#)). On montre que cette hypothèse prédit naturellement une corrélation  $L_R \propto L_X^{0.5-0.7}$  (voir chapitre 3).

Il est à noter cependant que plusieurs sources sont apparues « en dessous » de la corrélation universelle dans le sens où, pour une luminosité X donnée, leur luminosité radio est plus faible que celle prédite par la corrélation ([Corbel et al. 2004, Rodriguez et al. 2007, Cadolle Bel et al. 2007](#)). Certaines de ces sources apparaissent déjà sur la figure 1.12 tirée de [Gallo et al. \(2003b\)](#). Le manque de données (surtout à bas flux) concernant ces systèmes n'a pas permis jusqu'ici de déterminer si elles présentaient également une corrélation radio/X. Si oui, on ne sait donc pas si elles suivent une corrélation de même pente mais avec une normalisation plus faible, ou si la pente est différente. L'étude de ces sources est donc primordiale pour comprendre plus avant le couplage accrétion/éjection. Nous reviendrons plus longuement sur cette population de trous noirs lors de la présentation de nos travaux au chapitre 6.

Notons que le terme anglais « outliers » est généralement utilisé pour qualifier ces sources. La traduction française « valeurs aberrantes » est peu commode à utiliser et, malgré nos nom-



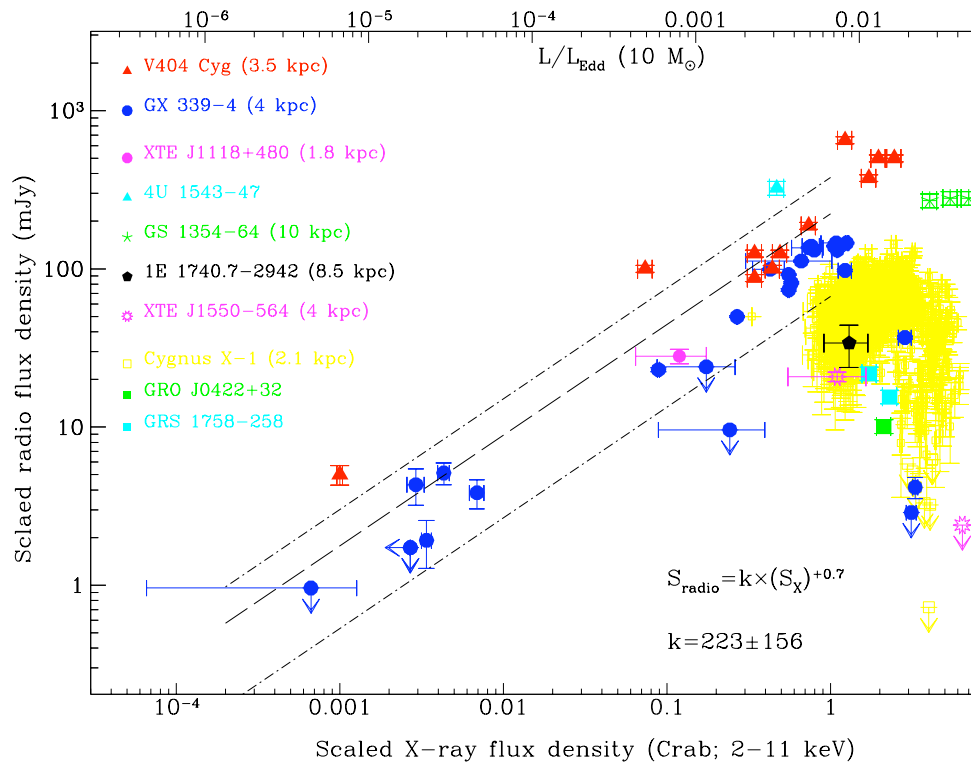


FIGURE 1.12 – Flux radio (mJy) en fonction du flux X (Crab) pour un échantillon de 10 trous noirs accrétants dans l'état dur, normalisés à une distance de 1kpc. L'axe horizontal supérieur indique la luminosité X en unité d'Eddington pour un trou noir de  $10 M_{\odot}$ . Figure extraite de Gallo et al. (2003b)

breuses tentatives, nous n'avons pas trouvé de dénomination suffisamment concise et évocatrice pour ces binaires X. Avec nos plates excuses, nous conserverons donc le terme anglais dans le reste de cette thèse.

### Le plan fondamental d'activité des trous noirs

La communauté scientifique s'est ensuite naturellement intéressée aux autres systèmes accrétants pour déterminer si une corrélation radio/X similaire était observée. Les premiers résultats sont venus des trous noirs super-massifs. Peu après la publication des travaux sur les trous noirs galactiques, deux groupes indépendants (Merloni et al. 2003, Falcke et al. 2004) ont mis en évidence une corrélation similaire pour les noyaux actifs de galaxie. Dans un hyperplan à trois dimensions – masse du trou noir, luminosité X, luminosité radio – cette corrélation suit celle mesurée pour GX 339-4 et V404 Cyg si l'on tient compte d'un terme correctif lié à la masse du trou noir accrétant :  $L_R \propto L_X^{0.6} M^{0.8}$ . Ce « plan fondamental » d'activité des trous noirs est illustré sous ses deux formes sur les figures 1.13 et 1.14.

### Étoiles à neutrons

En étudiant les systèmes binaires X à étoile à neutron dans l'état « île » (considéré comme le pendant de l'état dur des trous noirs), Migliari et Fender (2006) ont également trouvé une corrélation entre les flux X et radio. Les systèmes à étoile à neutrons étant globalement plus

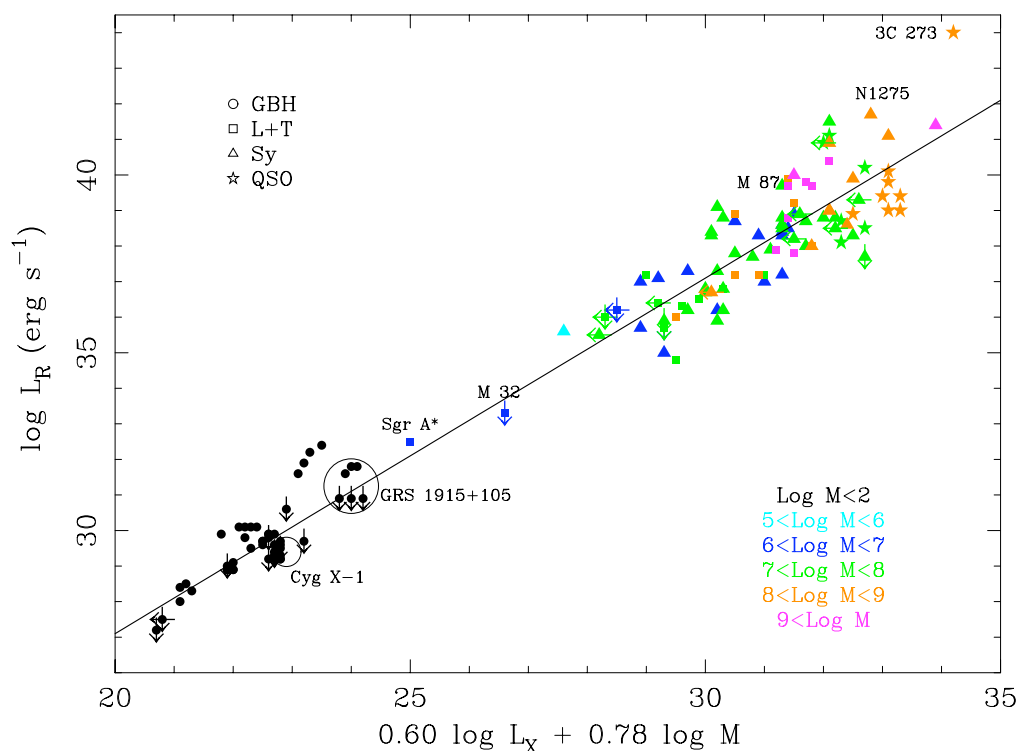


FIGURE 1.13 – Illustration du plan fondamental d'activité des trous noirs selon *Merloni et al. (2003)*. Représentation de la luminosité radio des sources de l'échantillon en fonction de leur luminosité X corrigée de la masse du trou noir. Les abréviations GBH, Sy et QSO dans la légende se réfèrent respectivement aux binaires X à trou noir, aux galaxies Seyfert et aux quasars. L+T correspond aux noyaux LINER et transition LINER/HII.

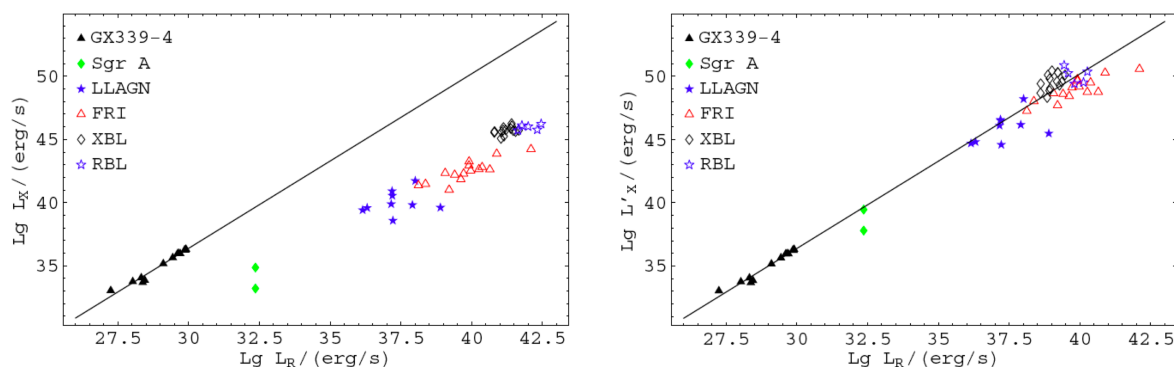


FIGURE 1.14 – Le plan fondamental d'activité des trous noirs selon *Falcke et al. (2004)*. Représentation de la luminosité X des sources de l'échantillon en fonction de leur luminosité radio. Gauche : aucune correction relative à la masse du trou noir n'a été apportée. Droite : le terme correctif de masse a été appliqué à la luminosité X qui a ensuite été normalisée à un trou noir de  $6 M_{\odot}$ . Les BL Lac ont été corrigés de l'amplification Doppler.



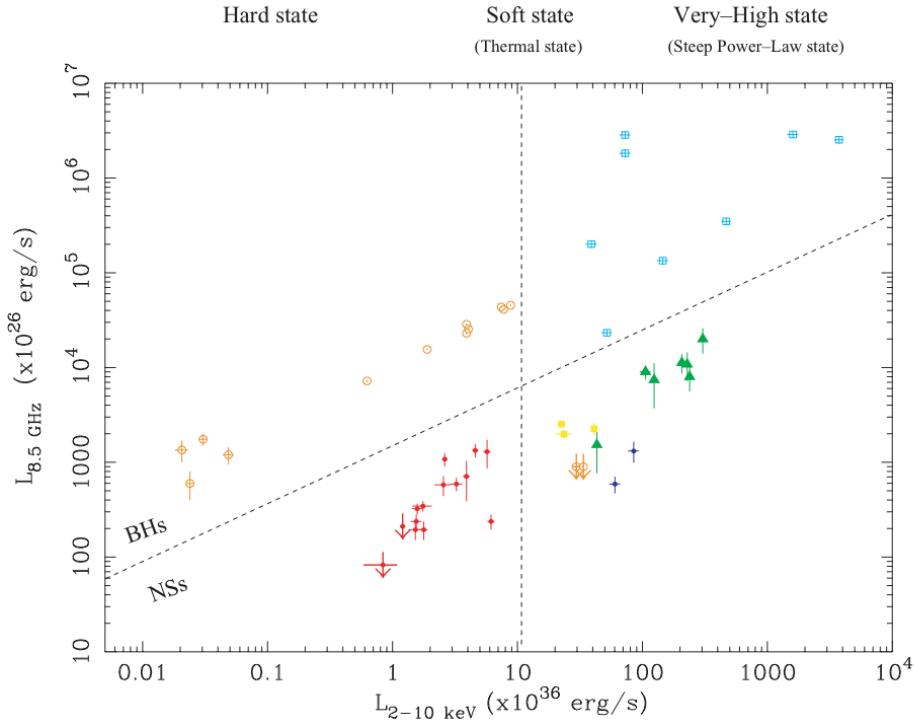


FIGURE 1.15 – Corrélation radio/X des systèmes binaires X à étoile à neutrons comparée à celle des systèmes à trou noir : GX 339-4 dans l'état dur (cercles oranges), autres trous noirs en états intermédiaires et mous (carrés bleus), étoiles à neutrons en état dur (cercles rouges), étoiles à neutrons en états mou et intermédiaire (cercles violets, triangles verts et carrés jaunes). Figure extraite de *Migliari et Fender (2006)*.

faibles en radio que les systèmes à trou noir, les données sont peu nombreuses et s'étendent sur une plage de luminosité restreinte. La corrélation est donc faiblement contrainte, mais il apparaît que l'indice de corrélation est plus de l'ordre de  $\gtrsim 1.4$  que du 0.5-0.7 déterminé pour les trous noirs (figure 1.15). En utilisant le raisonnement précédent, on en déduit que la luminosité X doit être linéairement dépendante du taux d'accrétion ( $L_X \propto \dot{M}$ ). Ceci peut découler du fait que l'accrétion dans les étoiles à neutrons est radiativement efficace. En effet, contrairement au cas des trous noirs, la présence d'une surface permet en principe à la matière accrétée de rayonner la quasi-totalité de l'énergie potentielle gravitationnelle libérée lors du processus d'accrétion.

Parmi les autres similarités/différences entre les comportements radio des étoiles à neutrons et des trous noirs, on peut aussi noter celles-ci (e.g. *Gallo 2010*) :

- Comme les trous noirs, les étoiles à neutrons semblent produire des jets compacts et stationnaires ainsi que des éjections transitoires. La présence de ces jets est également associée aux états spectraux durs.
- Le rapport entre luminosité X et radio dans les étoiles à neutrons est en général plus faible (typiquement d'un facteur  $\sim 30$ ) que dans les trous noirs.
- Contrairement aux trous noirs, les étoiles à neutrons ne montrent pas de forte suppression de l'émission radio dans les états spectraux mous.
- Les jets des étoiles à neutrons peuvent être autant voire plus relativistes que ceux des trous noirs.

### 1.3.2 Corrélations optique - infrarouge / X

Les spectres optique et infrarouge (OIR) des binaires de faible masse X à trous noirs se forment à partir de plusieurs mécanismes d'émission concurrents. On distingue principalement : l'émission des zones externes du disque d'accrétion, chauffées par viscosité ou par irradiation (voir chapitre 2), l'émission du compagnon irradié par la source X centrale et l'émission synchrotron des jets compacts. Russell et al. (2006) ont collecté des données quasi-simultanées optique, proche infrarouge et X d'un large échantillon de binaires X galactiques (étoiles à neutrons et trous noirs) dans les différents états spectraux X. Les auteurs mettent en évidence que la luminosité OIR des trous noirs en état dur ou quiescent est globalement corrélée à la luminosité X avec un indice de  $\sim 0.6$ , en accord avec la corrélation radio/X (voir figure 1.16). Il faut toutefois préciser que cette corrélation tient compte des luminosités optique et proche infrarouge sans distinction. Les auteurs trouvent également que l'émission proche IR est fortement diminuée dans l'état mou ce qui indiquerait que, dans l'état dur, l'émission des jets compacts domine à ces longueurs d'ondes. En se basant sur les prédictions de van Paradijs et McClintock (1994; 1995), les auteurs concluent en revanche que l'émission optique dans les états dur et mou est dominée par les zones externes du disque, irradiées par la source X centrale. Nous reviendrons sur ces conclusions au chapitre 5.

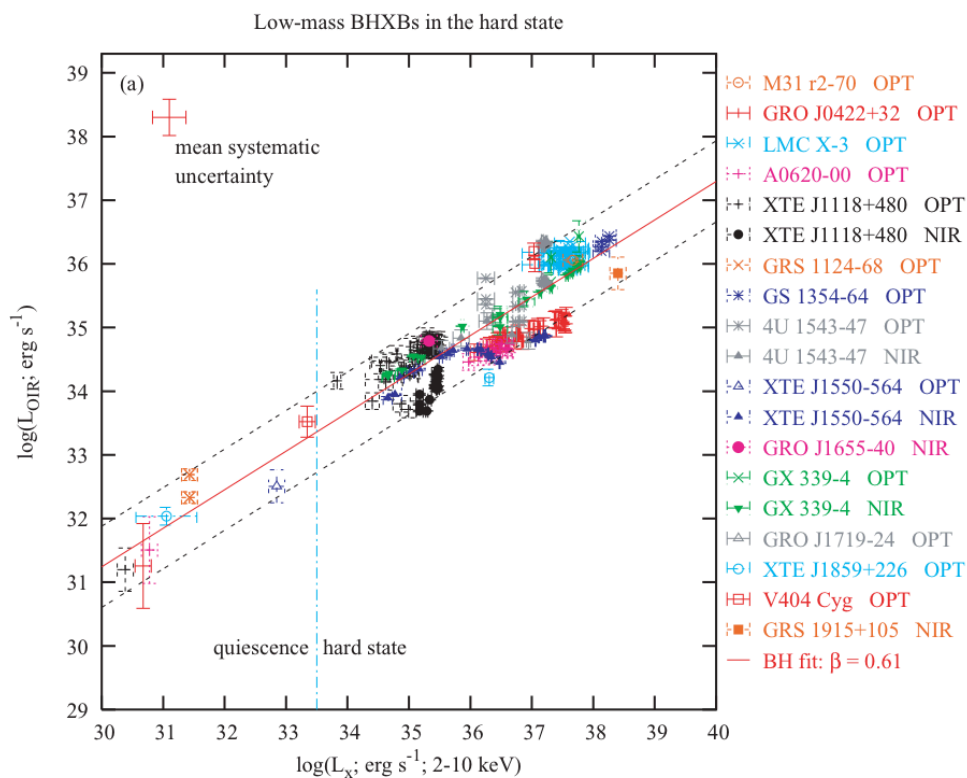


FIGURE 1.16 – Luminosités optiques (BVRI) et proche infrarouge (JHK) en fonction de la luminosité X quasi-simultanée pour un ensemble de systèmes binaires X à trous noirs dans l'état dur. Figure extraite de Russell et al. (2006).

## SOMMAIRE

2.1	ACCRÉTION PAR DÉBORDEMENT DU LOBE DE ROCHE	39
2.1.1	Formation d'un disque	40
2.2	FLOTS D'ACCRÉTION : DESCRIPTION GÉNÉRALE	42
2.3	LE MODÈLE STANDARD DU DISQUE MINCE	43
2.3.1	État stationnaire	44
2.3.2	Temps caractéristiques d'évolution	46
2.3.3	Disque irradié	47
2.4	FLOTS D'ACCRÉTION DOMINÉS PAR L'ADVECTION	48
2.4.1	Propriétés thermiques	49
2.4.2	Taux d'accrétion critique	50
2.4.3	Propriétés spectrales et processus radiatifs	50
2.4.4	Efficacité radiative	52
2.4.5	Convection et perte de masse	52
2.4.6	ADAF radiativement efficace	53
2.5	LE MODÈLE DU DISQUE TRONQUÉ	54
2.6	COURONNES DE DISQUE D'ACCRÉTION	55

**A**u chapitre précédent, nous avons abordé les systèmes binaires X à trou noir d'un point de vue essentiellement phénoménologique. Le but du présent chapitre est d'exposer plus en détail la physique des processus d'accrétion. Nous mettrons bien sûr l'accent sur l'accrétion de matière d'une étoile de faible masse sur un trou noir. Néanmoins, une bonne partie de la physique décrite dans ce chapitre est valable quelque soit l'astre accrétant et l'origine de la matière accrétée.

Bien loin d'être exhaustive, cette présentation cherche à donner une idée générale des principaux modèles de flot d'accrétion. Le but est de faire émerger quelques idées et équations qui seront utiles pour discuter nos résultats. La première section décrit le principe du transfert de masse par débordement du lobe de Roche, qui entraîne la formation d'un disque d'accrétion. Il existe ensuite plusieurs solutions aux équations de l'écoulement du gaz vers l'astre accrétant qui ont donné lieu à de nombreux modèles de flots d'accrétion. Le disque d'accrétion standard géométriquement mince et optiquement épais est une solution parmi d'autres. Pour ne

pas se noyer dans la multiplicité des modèles, nous présenterons tout d'abord une description générale des solutions d'accrétion pour souligner les propriétés essentielles qui différencient les modèles. Parmi ceux-ci, nous décrirons ensuite les deux principales catégories : le disque géométriquement mince et optiquement épais et le disque géométriquement épais et optiquement mince. Nous terminerons finalement ce chapitre en abordant les couronnes de disque d'accrétion, troisième grande catégorie de modèles visant à expliquer l'origine de l'émission non-thermique en rayons X durs dans l'état dur et dans l'état mou.

Hormis les différentes références mentionnées dans le texte, ce chapitre s'inspire largement des travaux publiés par : [Frank et al. \(2002\)](#), [Dubus \(2003\)](#), [Malzac \(2007\)](#), [Done et al. \(2007\)](#) et [Narayan et McClintock \(2008\)](#)

## 2.1 ACCRÉTION PAR DÉBORDEMENT DU LOBE DE ROCHE

L'essence du problème de Roche<sup>1</sup> est l'étude de l'orbite d'une particule-test soumise au potentiel gravitationnel de deux corps massifs en système binaire. Ces étoiles (dans notre cas) suivent des orbites Kepleriennes l'une autour de l'autre : le problème de Roche pose comme première hypothèse que ces orbites sont circulaires. Pour les systèmes binaires de faible masse, cette approximation est généralement correcte, les effets de marée tendant à circulariser les orbites initialement excentriques. Une restriction supplémentaire du problème de Roche est de supposer que la masse des deux corps est concentrée en leur centre (sans toutefois négliger leur volume). Du point de vue dynamique, cela revient à considérer les étoiles comme des masses ponctuelles.

Si  $M_1$  et  $M_2$  sont les masses des deux étoiles, et  $P$  la période orbitale, la séparation orbitale  $a$  s'obtient par la troisième loi de Kepler :

$$4\pi a^3 = GMP^2 \quad (2.1)$$

avec  $M = M_1 + M_2$ . Pour des périodes orbitales de l'ordre de l'heure ou de la journée, la séparation  $a$  peut s'écrire :

$$a = \begin{cases} 2.9 \times 10^{11} m_1^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{\text{jour}}^{2/3} \text{ cm;} \\ 3.5 \times 10^{10} m_1^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{\text{heure}}^{2/3} \text{ cm;} \end{cases} \quad (2.2)$$

où  $m_1 = M_1/M_\odot$  et  $q = M_1/M_2$  est le rapport de masse. On obtient ainsi une idée de la taille typique des systèmes en termes de périodes et de rapport de masse.

Dans un référentiel en rotation à la vitesse angulaire  $\omega$  de la binaire, chaque point du système est plongé dans le potentiel  $\Phi_R$ , dit potentiel de Roche. Il tient compte de l'attraction gravitationnelle de chacune des étoiles ainsi que de la force centrifuge.

$$\Phi_R(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega} \wedge \vec{r})^2 \quad (2.3)$$

où  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$  sont les vecteurs positions des centres des étoiles, et  $\vec{r}$  celui du point considéré. On peut ensuite tracer les surfaces équipotentielles de  $\Phi_R$ , et en particulier leurs sections dans le plan orbital comme le montre la figure 2.1.

On note, sur cette figure, la présence d'équipotentielles circulaires autour du centre de chaque étoile. Le mouvement de la matière située à l'intérieur de ces surfaces est dominé par la force de gravité de l'étoile la plus proche. La caractéristique la plus importante de la figure 2.1 est la courbe en forme de huit qui montre l'endroit où les équipotentielles circulaires se connectent. La zone entourant chaque étoile à l'intérieur de cette « surface critique » représente son lobe de Roche. Les lobes se rejoignent au point de Lagrange  $L_1$ , qui est un point selle de  $\Phi_R$ . Ceci signifie que la matière située à l'intérieur d'un des lobes, à proximité du point  $L_1$ , aura plus de facilité à traverser le point  $L_1$  et entrer dans le second lobe qu'à s'échapper de la surface critique.

Supposons maintenant que pour une raison donnée (e.g. l'évolution stellaire), une des deux étoiles (l'étoile 2) ait suffisamment gonflé pour que sa surface remplisse son lobe de

1. Du nom du mathématicien français Édouard Roche. Il fût le premier à s'intéresser à ce problème, pour déterminer la survie des satellites planétaires soumis aux forces de marées de leur planète (Roche 1849).

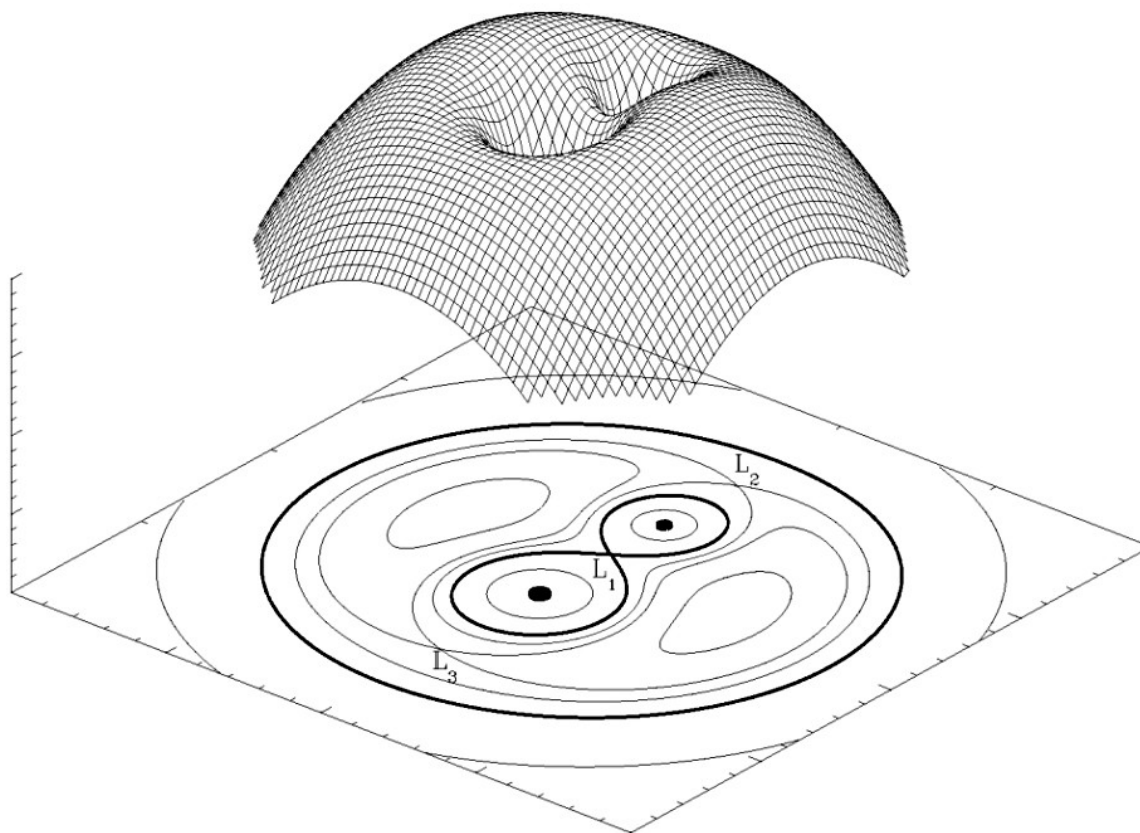


FIGURE 2.1 – Section des surfaces équipotentielles du potentiel de Roche dans le plan orbital

Roche. Une partie de l'enveloppe est donc proche du point de Lagrange  $L_1$ . Il s'en suit qu'une simple perturbation (aisément produite par les forces de pressions) peut amener cette matière à entrer dans le lobe de Roche de l'étoile primaire et à entamer le processus d'accrétion.

### 2.1.1 Formation d'un disque

Une fois passé le point  $L_1$ , l'écoulement de gaz suit initialement une trajectoire elliptique autour de l'étoile primaire. Dans un référentiel fixe, la rotation orbitale implique que la trajectoire du flot continu de gaz va se croiser, entraînant des dissipations d'énergie par chocs. Cependant, la matière a initialement très peu de possibilité de transférer son moment cinétique, on peut donc considérer qu'elle en conserve l'essentiel sur l'échelle de temps où se produisent les dissipations d'énergie. Elle va donc tendre vers la trajectoire orbitale de plus basse énergie pour un moment cinétique donné, i.e. une orbite circulaire. Si on néglige toute perte de moment cinétique, cette circularisation s'effectue à une distance  $R_{\text{circ}}$  du centre de l'étoile primaire :

$$R_{\text{circ}} = \frac{J^2}{GM_1} \quad (2.4)$$

où  $J$  est le moment cinétique de la matière lorsqu'elle quitte le point de Lagrange  $L_1$ . Une fois l'anneau de gaz établi à  $R = R_{\text{circ}}$ , la dissipation d'énergie se poursuit (chocs, frottements

visqueux, etc.). La matière convertit une partie de son énergie « orbitale » en énergie interne qui sera finalement rayonnée et donc perdue. Ces pertes énergétiques impliquent que le gaz tend à se rapprocher de l'objet compact pour retrouver un état d'équilibre, ce qui nécessite en retour qu'il évacue son moment cinétique. Cependant, l'échelle de temps sur lequel le gaz redistribue son moment cinétique est généralement plus long que celui sur lequel il perd son énergie par rayonnement et plus long que sa période de rotation. On s'attend donc à ce que le gaz spirale lentement vers l'intérieur, sur une succession d'orbites quasiment circulaires. Cette configuration est appelée « disque d'accrétion ». En l'absence de couples externes, la perte de moment angulaire ne peut se faire que par action de couples internes au disque entraînant un transfert de moment cinétique vers l'extérieur. Les zones externes du disque vont donc gagner du moment cinétique et l'anneau initial à  $R = R_{\text{circ}}$  finira par se disperser à la fois vers l'extérieur et vers l'intérieur.

Dans la plupart des cas, la masse du disque est très inférieure à la masse de l'objet compact, on peut donc négliger l'auto-gravité du disque. Les orbites circulaires sont donc Kepleriennes et la vitesse angulaire du gaz est :

$$\Omega \sim \Omega_K(R) = \left( \frac{GM_1}{R^3} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

L'énergie de liaison (gravitationnelle et cinétique orbitale) d'un élément de gaz de masse  $\Delta M$  sur une orbite effleurant l'objet compact est  $\sim \frac{1}{2} GM_1 \Delta M / R_*$ , où  $R_*$  est le rayon de l'astre compact (ou le rayon de Schwarzschild dans le cas d'un trou noir). Si le rayon externe du disque est suffisamment grand devant  $R_*$ , la luminosité totale (et maximale) du disque doit être :

$$L_{\text{disque}} = \frac{GM_1 \dot{M}}{2R_*} = \frac{1}{2} Q_{\text{acc}} \quad (2.6)$$

où  $\dot{M}$  est le taux d'accrétion et  $Q_{\text{acc}}$  la puissance d'accrétion définie au chapitre 1 (équation 1.7). La moitié de l'énergie disponible est donc rayonnée dans le disque. Dans le même temps, la matière accrétée perd la quasi-totalité de son moment cinétique ( $J \propto R^{1/2}$  et  $R_* \ll R_{\text{circ}}$ ). La viscosité est le principal processus de dissipation de l'énergie en chaleur, mais il permet également aux particules d'échanger du moment cinétique. On peut montrer (voir e.g. [Frank et al. 2002](#)) que pour un fluide en rotation différentielle dont la vitesse angulaire décroît vers l'extérieur, la viscosité entraîne un flux résultant de moment cinétique dirigé vers l'extérieur. En théorie cinétique des gaz, on montre que la viscosité moléculaire standard peut s'exprimer comme  $\nu_{\text{mol}} \sim \lambda \tilde{v}$  où  $\lambda$  est le libre parcours moyen et  $\tilde{v}$  la vitesse d'agitation thermique des particules. Pour les températures et densités typiques d'un disque d'accrétion, on obtient  $\nu_{\text{mol}} \sim 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Cependant, une rapide estimation de la viscosité nécessaire pour expliquer la durée des sursauts observés dans les binaires conduit à  $\nu \sim 10^{14-15} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . La viscosité moléculaire standard est donc beaucoup trop faible pour un disque d'accrétion. Dans le même temps, si l'on estime le nombre de Reynolds,  $Re$ , typique dans les conditions d'un disque, et pour une viscosité moléculaire standard, on obtient facilement  $Re > 10^{14}$ . D'où l'idée que l'écoulement du plasma est en réalité turbulent. Dans ce cas, on peut exprimer la viscosité turbulente par le même formalisme que précédemment,  $\nu_{\text{turb}} \sim \lambda_{\text{turb}} \tilde{v}_{\text{turb}}$ , où on utilise cette fois-ci les taille et vitesse typiques des tourbillons du flot. Pour un disque d'accrétion, la taille typique des tourbillons ne peut pas excéder l'épaisseur  $H$  du disque et il est peu probable que

leur vitesse soit supersonique. On peut donc écrire :

$$v_{\text{turb}} \simeq \alpha c_s H \quad (2.7)$$

avec  $c_s$  la vitesse du son et  $\alpha \lesssim 1$ . Cette expression est la fameuse *paramétrisation- $\alpha$*  introduite par [Shakura et Sunyaev \(1973\)](#). Bien qu'elle reflète notre ignorance des processus turbulents, elle s'est avérée très efficace en pratique pour établir les principales propriétés des disques d'accrétion. On peut ensuite se poser la question de l'origine physique de cette turbulence. À ce jour, le meilleur candidat est une instabilité MHD dite magnéto-rotationnelle (*Magneto-Rotational Instability*, MRI, voir [Balbus et Hawley 1998](#)). Ce mécanisme prédit une viscosité en accord avec les observations et s'avère efficace pour n'importe quelle configuration initiale du champ magnétique, si tant est qu'il ne soit pas trop intense et que le degré d'ionisation du gaz soit suffisant pour être sensible au champ.

## 2.2 FLOTS D'ACCRÉTION : DESCRIPTION GÉNÉRALE

Les équations générales d'un flot d'accrétion s'obtiennent ensuite à partir des équations de l'hydrodynamique (on néglige, pour simplifier, l'influence du champ magnétique), d'un modèle pour la viscosité (on se limitera ici à la prescription  $\alpha$ ), d'une équation d'état du gaz et d'une description des processus radiatifs. On peut débuter en considérant les hypothèses suivantes :

1. Le flot est à symétrie cylindrique ( $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$  en coordonnées cylindriques).
2. L'auto-gravité du disque est négligeable.
3. Le gaz est parfait.
4. On suppose le flot en équilibre hydrostatique vertical, ce qui est justifié si les mouvements selon cet axe sont subsoniques.

Si on considère de plus que la hauteur  $H$  reste toujours  $\lesssim R$ , l'équilibre hydrostatique conduit à la relation :

$$H \simeq \frac{c_s}{\Omega_K} \quad (2.8)$$

L'étape suivante consiste à intégrer les grandeurs physiques (pression, température, densité, etc.) et les équations d'évolution du disque selon l'axe  $z$ . Ces dernières ne dépendent ensuite que du rayon  $R$  et du temps, comme illustré par les quatre équations de conservation suivantes :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (\Sigma R v_R) = 0 \quad \text{Masse} \quad (2.9)$$

$$\frac{D v_R}{D t} = R(\Omega^2 - \Omega_K^2) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} \quad \text{Quantité de mouvement radiale} \quad (2.10)$$

$$\frac{D(R^2 \Omega)}{D t} = \frac{1}{\Sigma R} \frac{\partial}{\partial R} \left( v \Sigma R^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) \quad \text{Moment cinétique} \quad (2.11)$$

$$T \frac{D s}{D t} = \frac{1}{\Sigma} (Q^+ - Q^-) \quad \text{Énergie} \quad (2.12)$$



où  $\Sigma = 2\rho H$  est la densité de surface,  $\rho$  est la masse volumique,  $s$  est l'entropie par unité de masse,  $v_R$  est la vitesse radiale (ou vitesse d'accrétion) du gaz. L'opérateur  $\frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_R \frac{\partial}{\partial R}\right)$  est la dérivée lagrangienne à une dimension. Par souci de généralité, la vitesse angulaire  $\Omega$  n'est pas forcément considérée comme Keplerienne. La pression totale  $P (= \rho c_s^2)$  est définie généralement comme la somme de la pression du gaz et de la pression de radiation. Notons que toutes les grandeurs physiques que nous venons de citer (densité de surface mise à part) s'entendent « moyennées verticalement ». Finalement, on peut définir le taux d'accrétion :

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_R \quad (2.13)$$

Dans l'équation de conservation de l'énergie,  $Q^+$  et  $Q^-$  sont respectivement les taux de chauffage et de refroidissement radiatif par unité de surface. Si le gaz est uniquement chauffé par frottements visqueux,  $Q^+$  s'écrit :

$$Q^+ = \nu \Sigma \left( R \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)^2 \quad (2.14)$$

Le terme de refroidissement  $Q^-$  peut, par contre, prendre de multiples formes selon que le gaz est optiquement épais ou mince, et selon les processus d'absorption et d'émission considérés (diffusion Thomson, transitions libre-libre, etc.).

À partir de ces équations générales, on peut ensuite définir (subjectivement) plusieurs familles de flots d'accrétion selon trois critères principaux :

1. Le rapport  $Q^+/Q^-$  entre le taux de chauffage et de refroidissement radiatif.
2. L'opacité du gaz.
3. La pression dominante (gaz ou rayonnement).

Le premier critère permet de définir les flots d'accrétion radiativement efficaces ( $Q^+ \sim Q^-$ ), les flots radiativement inefficaces ( $Q^+ \gg Q^-$ ) et les flots dominés par le refroidissement ( $Q^+ \ll Q^-$ ). Chaque classe possède ensuite des solutions dans les cas optiquement mince et épais, et des régimes (généralement instables) où la pression de radiation domine la pression du gaz. Nous détaillerons par la suite quelques propriétés des classes de flots radiativement efficaces et inefficaces, qui sont les cas pertinents dans le cadre de ce travail. Commençons par le modèle standard du disque d'accrétion.

## 2.3 LE MODÈLE STANDARD DU DISQUE MINCE

Ce modèle fût développé initialement par [Pringle et Rees \(1972\)](#) et [Shakura et Sunyaev \(1973\)](#) et correspond au cas radiativement efficace, optiquement épais et dominé par la pression du gaz. On suppose donc que  $Q^+ \sim Q^-$  : la chaleur produite par friction est rayonnée localement. Le flot étant optiquement épais, il est refroidi efficacement et sa température reste proche de la température de corps noir, d'où  $T \ll T_g$ . Il s'en suit que  $c_s \ll R\Omega_K$ , qui se traduit, en utilisant l'Eq. (2.8), par :

$$H \ll R \quad (2.15)$$

Le disque est donc **géométriquement mince et optiquement épais**.

### 2.3.1 État stationnaire

Pour étudier plus avant les propriétés de ce disque, on peut simplifier le problème en se plaçant dans le cas stationnaire ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ). À partir de l'équation de conservation de la masse, on obtient  $R\Sigma v_R = \text{const}$ , ce qui implique (Eq. 2.13) que le **taux d'accrétion est constant** partout dans le disque. En utilisant les autres équations de conservation, on peut également montrer que **l'écoulement stationnaire est Keplerien** avec  $\Omega \simeq \Omega_K$ .

#### *Spectre d'émission*

Si l'on suppose que la matière est à l'équilibre thermodynamique local, le flot étant optiquement épais, on peut supposer que chaque anneau du disque rayonne à peu près comme un corps noir de température  $T_{\text{eff}}$ . On obtient la variation de  $T_{\text{eff}}$  avec  $R$  en égalisant le taux de dissipation  $Q^+$  par unité de surface avec le flux de corps noir  $\sigma T_{\text{eff}}^4$  ( $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann). L'expression de  $Q^+$  dans le cas du disque mince stationnaire s'obtient à partir de (2.14) avec  $\Omega = \Omega_K$  :

$$Q^+ = \frac{9}{4} \nu \Sigma \Omega_K^2 \quad (2.16)$$

En intégrant sur  $R$  l'équation de conservation du moment cinétique (2.11) dans le cas stationnaire et Keplerien, on peut montrer que le produit  $\nu \Sigma$  s'écrit :

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[ 1 - \left( \frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (2.17)$$

ce qui nous permet finalement d'obtenir :

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = Q^+ = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} \left[ 1 - \left( \frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (2.18)$$

Cette équation montre clairement que l'émission d'un disque stationnaire est indépendante du mécanisme particulier qui chauffe le gaz (la viscosité dans ce cas). Il n'est donc pas nécessaire de connaître le mécanisme local de transport de moment cinétique pour prédire la luminosité du disque. On constate également que pour  $R \gg R_*$ , l'Eq. (2.18) peut se réécrire :

$$T_{\text{eff}} = T_* \left( \frac{R}{R_*} \right)^{-3/4} \quad (2.19)$$

où  $T_* = \left( \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R_*^3 \sigma} \right)^{1/4}$  s'apparente à la température du bord interne du disque. Sous l'hypothèse que la profondeur optique est grande ( $\tau \gg 1$ ), on peut ensuite relier cette température effective à la température du gaz  $T$  en utilisant l'approximation de diffusion (voir e.g. [Rybicki et Lightman 1979](#)) :

$$Q^+ = \sigma T_{\text{eff}}^4 = Q^- = \frac{4\sigma}{3\tau} T^4 \quad (2.20)$$

On peut maintenant calculer le spectre émis par le disque. On modélise son émission comme une superposition de corps noirs de température et de luminosité décroissantes avec la distance au centre d'accrétion. Ce modèle de disque « multicolore » est schématisé figure 2.2.

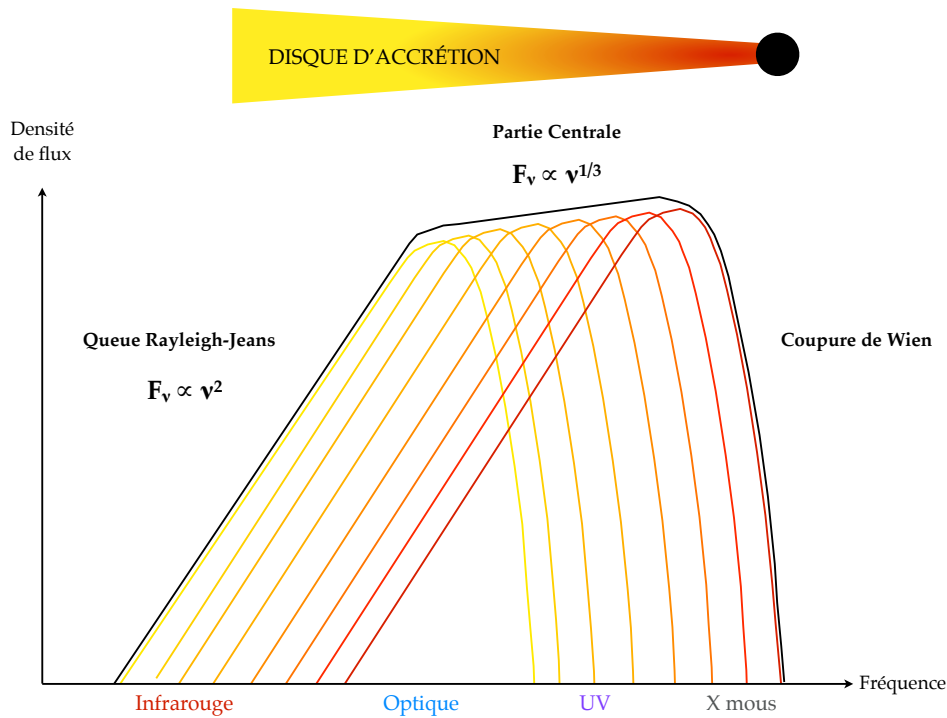


FIGURE 2.2 – Représentation schématique du spectre d'émission du disque multicolore. Les axes sont en échelle logarithmique. Les trois régimes d'émission sont également indiqués ainsi que la dépendance du flux en fréquence. La coupure de Wien est une décroissance exponentielle.

Comme  $T_{\text{eff}}$  joue un rôle analogue à la température effective d'une étoile, chaque élément du disque émet approximativement selon la loi de Planck. Le flux  $F_\nu$  du disque à la fréquence  $\nu$  reçu par un observateur à la distance  $D$  peut donc s'exprimer ainsi :

$$F_\nu = \frac{2\pi \cos i}{D^2} \int_{R_*}^{R_{\text{ext}}} B_\nu[T_{\text{eff}}(R)] R dR \quad (2.21)$$

$$\text{avec } B_\nu(T_{\text{eff}}) = \frac{2h\nu^3}{c^2(e^{h\nu/kT_{\text{eff}}(R)} - 1)} \quad (2.22)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $R_{\text{ext}}$  le rayon externe du disque et  $i$  l'angle entre la ligne de visée et la normale au plan du disque. Le spectre globale peut se décomposer en trois parties (voir figure 2.2) :

**Queue Rayleigh-Jeans :** pour  $h\nu \ll kT(R_{\text{ext}})$  la fonction de Planck (2.22) prend la forme de Rayleigh-Jeans :  $B_\nu = 2kT_{\text{eff}}\nu^2/c^2$ . D'où  $F_\nu \propto \nu^2$ .

**Coupure de Wien :** pour  $h\nu \gg kT_*$  la fonction de Planck prend la forme de Wien  $B_\nu = 2h\nu^3 c^{-2} e^{-h\nu/kT_{\text{eff}}}$ . L'intégrale (2.21) est dominée par les températures élevées ( $T_{\text{eff}} \sim T_*$ ). Le spectre intégré est donc une décroissance exponentielle.

**Partie centrale :** pour des fréquences intermédiaires,  $kT(R_{\text{ext}}) \ll h\nu \ll kT_*$ , le changement de variable  $x = h\nu/kT_{\text{eff}} \simeq (h\nu/kT_*)(R/R_*)^{3/4}$  permet de montrer (e.g. Frank et al. 2002) que  $F_\nu \propto \nu^{1/3}$ . Cette dépendance en  $\nu^{1/3}$  dans les spectres optique et UV est souvent considérée comme la signature typique d'un disque d'accrétion.

### 2.3.2 Temps caractéristiques d'évolution

On peut enfin s'intéresser aux échelles de temps qui caractérisent l'évolution des différents processus physiques dans le disque. Dans le cas stationnaire, les propriétés observables du disque comme le spectre ne sont pas directement dépendantes de la viscosité. Cette dernière n'intervient que pour fixer le taux d'accrétion effectif, d'autant plus élevé que la viscosité est grande. En revanche, l'évolution temporelle du flot est principalement contrôlée par la viscosité. Les temps caractéristiques de variation peuvent donc fournir, dans certains cas, des informations sur la viscosité et potentiellement sur les changements du taux d'accrétion. On définit généralement quatre temps caractéristiques :

- Le temps dynamique :

$$t_{\text{dyn}} \sim \frac{R}{v_{\phi}} \approx 30 \text{ s } M_{10}^{-1/2} R_{10}^{3/2} \quad (2.23)$$

où  $M_{10} = M/10M_{\odot}$  et  $R_{10} = R/(10^{10} \text{ cm})$ . C'est l'échelle de temps la plus courte. Elle caractérise l'évolution d'inhomogénéités dans la direction azimutale qu'on pourrait observer sous forme d'oscillations quasi-périodiques de luminosité.

- Le temps visqueux :

$$t_{\text{vis}} \sim \frac{R^2}{\nu} \sim \frac{R}{v_R} \approx 7 \text{ jours } \alpha^{-4/5} \dot{M}_{16}^{3/10} M_{10}^{1/4} R_{10}^{5/4} \quad (2.24)$$

où  $\dot{M}_{16} = \dot{M}/(10^{16} \text{ g s}^{-1})$ . C'est le temps nécessaire pour accréter la matière située initialement au rayon  $R$ . C'est aussi le temps de propagation d'une perturbation axi-symétrique de densité à travers le disque. On doit donc s'attendre à atteindre l'état stationnaire (s'il existe) au bout d'un temps visqueux. C'est l'échelle de temps la plus longue du système.

- Le temps vertical :

$$t_z \sim \frac{H}{c_s} \sim t_{\text{dyn}} \quad (2.25)$$

Les écarts à l'équilibre hydrostatique vertical doivent normalement se propager dans le temps  $t_z$  nécessaire pour qu'une onde sonore parcoure la distance  $H$ .  $t_z$  est du même ordre de grandeur que le temps dynamique (i.e. très court devant le temps visqueux).

- Le temps thermique :

$$t_{\text{therm}} \sim \frac{c_s^2}{v_{\phi}^2} \frac{R^2}{\nu} \sim \frac{1}{\alpha} t_{\text{dyn}} \quad (2.26)$$

C'est le temps caractéristique de réponse du disque à une perturbation de l'équilibre thermique ( $Q^+ - Q^- \neq 0$ ). La matière évolue sur un temps  $t_{\text{therm}}$  pendant lequel elle retourne ou s'éloigne de l'équilibre thermique (cf. chapitre 1).

On peut finalement relier ces quatre temps caractéristiques de la façon suivante :

$$t_{\text{dyn}} \sim t_z \sim \alpha t_{\text{therm}} \sim \alpha (H/R)^2 t_{\text{vis}}. \quad (2.27)$$

On remarque que, tant que l'hypothèse du disque mince ( $H \ll R$ ) est valide, le temps visqueux est très grand devant tous les autres temps caractéristiques du système.

### 2.3.3 Disque irradié

Nous avons vu au chapitre 1 que les propriétés des sursauts des LMXBs, pouvaient s'expliquer dans le cadre du DIM, en tenant compte de l'irradiation X des zones externes du disque. Il existe d'autres arguments observationnels en faveur de l'irradiation, le plus important étant la différence de luminosité optique entre les variables cataclysmiques et les LMXBs. Ces deux classes de système possèdent des étoiles compagnons de faible masse et ne diffèrent que par la nature de l'objet compact. En se basant sur l'Eq. (2.18), à taux d'accrétion identiques, les deux types de système devraient posséder des luminosités optiques comparables. Or on observe que les LMXBs sont  $\sim 100$  fois plus brillantes en optique que les variables cataclysmiques (van Paradijs et McClintock 1995). Cette différence est attribuée à l'augmentation de la température de surface des zones externes du disque par irradiation.

Pour prendre en compte l'influence de l'irradiation, on exprime généralement la température de surface du disque comme :

$$T_{\text{surf}}^4 = T_{\text{eff}}^4 + T_{\text{irr}}^4 \quad (2.28)$$

où  $T_{\text{eff}}$  est liée aux frottements visqueux (Eq. 2.18) et où  $T_{\text{irr}}^4$  est due au chauffage par irradiation. Cette dernière s'exprime ensuite à partir de la luminosité X :

$$\sigma T_{\text{irr}}^4 = \mathcal{C} \frac{L_X}{4\pi R^2} \quad (2.29)$$

$\mathcal{C}$  représente la fraction de luminosité X qui chauffe le disque. Elle dépend de la géométrie de la source irradiante et du disque ainsi que de l'albédo  $\epsilon$  du gaz aux rayons X. Dans le cas simple d'une source X ponctuelle, centrale et dans le plan du disque, la fraction  $\mathcal{C}$  s'exprime de façon simple (voir e.g. Shakura et Sunyaev 1973). Cependant Dubus et al. (1999) ont montré qu'une telle configuration engendrait un profil de disque convexe. Les parties externes du disque sont donc écrantées par les zones plus internes et n'interceptent pas le rayonnement X. Comme l'irradiation semble nécessaire pour expliquer les observations, cela implique que la source d'irradiation est située au dessus du plan du disque et/ou qu'elle n'est pas ponctuelle et/ou que le disque est déformé. Néanmoins, si on considère en première approximation que  $\mathcal{C}$  est constante, les modèles fournissent des résultats en bon accord avec les observations (King et al. 1997, Dubus et al. 1999; 2001). Pour simplifier, nous adopterons cette approximation, ce qui implique que pour une luminosité  $L_X$  donnée,  $T_{\text{irr}}$  décroît comme  $R^{-1/2}$ . Sachant que  $T_{\text{eff}} \propto R^{-3/4}$ , il se peut que  $T_{\text{irr}}$  domine  $T_{\text{eff}}$  dans les parties externes du disque si  $\mathcal{C}$  est suffisamment importante.

En se plaçant dans le cas limite où l'irradiation domine ( $T_{\text{surf}}^4 \sim T_{\text{irr}}^4$ ), on peut remplacer  $T_{\text{eff}}$  par  $T_{\text{irr}}$  dans l'Eq. (2.21) pour obtenir une idée du continuum d'émission d'un disque irradié. On trouve que dans le régime Rayleigh-Jeans, la dépendance du flux en fréquence reste inchangée,  $F_\nu \propto \nu^2$ . Pour la partie centrale, en revanche, le nouveau changement de variable  $x = h\nu/kT_{\text{irr}} \propto \nu R^{1/2}$  conduit à  $F_\nu \propto \nu^{-1}$ . Cette dépendance en fréquence serait donc la signature typique du spectre optique-UV d'un disque irradié. Nous rediscuterons de l'influence de l'irradiation dans nos travaux sur GX 339-4 présentés au chapitre 5.

## 2.4 FLOTS D'ACCRÉTION DOMINÉS PAR L'ADVECTION

Le contraste immédiat avec l'approche du disque mince est de chercher des solutions aux Eqs. (2.9)-(2.12) pour lesquelles  $Q^+ \gg Q^-$ . Ces flots d'accrétion n'étant pas refroidis efficacement par rayonnement, l'énergie thermique dégagée par viscosité est donc stockée par le gaz et advectée par l'écoulement en direction de l'objet compact (Ichimaru 1977). Si ce dernier est un trou noir, cette énergie traverse l'horizon des événements et est définitivement perdue. On s'attend donc à ce que les trous noirs accrétant dans ce régime soient sous-lumineux pour un  $\dot{M}$  donné. Ces solutions sont appelées « flots d'accrétion dominés par l'advection » (*Advection Dominated Accretion Flows*, ADAF, Narayan et Yi 1994; 1995a;b, Abramowicz et al. 1995, Chen et al. 1995).

Sous ces hypothèses, on peut reformuler l'équation de conservation de l'énergie (2.12) de façon plus appropriée :

$$Q^+ = Q_{\text{adv}} + Q^- \quad (2.30)$$

qui exprime que l'énergie dissipée par viscosité est partiellement rayonnée et partiellement advectée. Le disque mince correspond au cas où le gaz accrétant est radiativement efficace et donc  $Q^- \gg Q_{\text{adv}}$  et la luminosité du disque est  $L \sim \eta \dot{M} c^2$ . Un ADAF correspond au régime opposé. Le gaz est **radiativement inefficace** et le flot d'accrétion est sous-lumineux :  $Q_{\text{adv}} \gg Q^-$  et  $L \ll \eta \dot{M} c^2$ .

On distingue deux régimes d'accrétion dominée par l'advection. Le premier est le cas optiquement mince. Il apparaît quand la densité du gaz est faible et que son temps caractéristique de refroidissement est long devant le temps visqueux :  $t_{\text{froid}} \gg t_{\text{vis}}$ . Le deuxième est le cas optiquement épais. Il est attendu aux taux d'accrétion très élevés lorsque la pression de radiation domine. Dans ce régime, les particules refroidissent rapidement mais l'opacité du gaz est tellement élevée, que le rayonnement y reste « piégé ». Ce régime a été discuté initialement par Begelman (1979) et fut développé en détail dans le modèle *slim disk* de Abramowicz et al. (1988). La condition qui définit ce régime est que le temps de diffusion des photons est très long devant le temps visqueux :  $t_{\text{diff}} \gg t_{\text{vis}}$ . Nous nous concentrons dans la suite sur le régime optiquement mince car il est le plus pertinent dans l'étude des binaires X. Pour simplifié, nous utiliserons le terme ADAF sans préciser le régime.

Dans un ADAF, la plupart de l'énergie dissipée est retenue dans le gaz, ce qui implique que la pression et donc la vitesse du son sont élevées ( $c_s \sim v_K$ , où  $v_K$  est la vitesse de rotation Keplerienne). La pression élevée a plusieurs conséquences immédiates. La première est que le flot devient **géométriquement épais**, avec  $H \lesssim R$ . La deuxième est que les forces de pression fournissent un soutien considérable à la rotation pour équilibrer la gravité. Par conséquent, **la vitesse angulaire devient sous-Keplerienne**. Troisièmement, la vitesse radiale, en revanche, devient relativement élevée :  $v_R \sim \alpha v_K (H/R)^2$  (avec  $\alpha \sim 0.1 - 0.3$ ). Quatrièmement, la vitesse radiale élevée implique que le temps visqueux :  $t_{\text{visc}} = R/v_R \sim t_{\text{cl}}/\alpha$ , est court et approche du temps de chute libre  $t_{\text{cl}} = (2GM/R^3)^{-1/2}$ . Finalement, l'épaisseur élevée et la vitesse radiale importante entraînent que la densité du gaz est faible, ce qui diminue les interactions entre particules et entre particules et photons. Le milieu devient donc **optiquement mince** et le temps de refroidissement long.



### 2.4.1 Propriétés thermiques

D'un point de vue thermique, **les ADAFs sont clairement chauds** puisqu'ils refroidissent mal. Avec  $c_s \sim v_K$ , la température obtenue est proche du viriel. Dans des conditions normales, un gaz aussi chaud devrait rayonner copieusement, surtout dans les zones internes (radialement) où la température peut atteindre  $10^{12}$  K. Par conséquent, pour maintenir les conditions de base d'un ADAF, le gaz accrétant doit généralement être décrit comme un plasma à deux températures (aux moins aux faibles rayons); la température des électrons  $T_e$  étant très inférieure à la température des ions  $T_i$ , puisque le rayonnement est essentiellement dû aux électrons. En général, cette condition peut être évitée uniquement à très faible taux d'accrétion  $\sim 10^{-6} \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Les modèles typiques d'ADAF expriment les deux températures comme :

$$T_i \sim 10^{12} \text{ K}/r \quad T_e \sim \text{Min}(T_i, 10^{9-11} \text{ K}) \quad (2.31)$$

avec  $r = R/R_S$ , où  $R_S = 2GM/c^2$  est le rayon de Schwarzschild. Mais un gaz à deux températures signifie que le couplage entre les électrons et les ions est faible. Les modèles supposent généralement que ce couplage se fait principalement par collisions Coulomb, collisions qui sont inefficaces aux densités considérées. Néanmoins, cette hypothèse peut être questionnée au regard des possibilités d'interaction existantes dans un plasma magnétisé (e.g. instabilités de plasma, [Begelman et Chiueh 1988](#)). Mais pour l'instant, il semble qu'aucun mécanisme permettant d'augmenter le couplage et de conduire rapidement le plasma à une seule température n'ait été clairement identifié.

Les premiers travaux sur les ADAFs à deux températures supposent aussi que le chauffage par viscosité turbulente agit principalement sur les ions, ces derniers possédant la majeure partie de l'énergie gravitationnelle du plasma. Encore une fois, cette hypothèse peut être questionnée. Rien ne dit, a priori, que la turbulence MHD ne puisse pas également chauffer les électrons efficacement. Pour décrire la proportion d'énergie fournie aux électrons, on définit le paramètre  $\delta$  comme le rapport entre le taux de chauffage des électrons et le taux de chauffage total. Initialement estimé de l'ordre de  $\delta \sim m_e/m_p \sim 10^{-3}$  ([Esin et al. 1997](#)), les études ultérieures ([Quataert et Narayan 1999](#)) ont montré qu'il n'était pas nécessaire que  $\delta$  soit si petit pour obtenir des solutions viables d'ADAF. Mais il faut prendre en compte la perte de masse (voir ci-dessous). Dans ce cas, on peut avoir  $\delta$  de l'ordre de  $\sim 0.3 - 0.5$ .

Les études des effets de la turbulence MHD sur le chauffage des particules ([Quataert 1998](#), [Blackman 1999](#), [Medvedev 2000](#)) ne s'accordent pas sur une valeur précise de  $\delta$  mais montrent clairement qu'il doit être supérieur à  $10^{-3}$ . Il faut noter cependant que même si le taux de chauffage des ions et des électrons est identique ( $\delta \sim 0.5$ ), le plasma peut quand même se trouver à deux températures. Ceci découle du fait qu'une grande partie du chauffage dans un ADAF se fait par compression (puisque la densité augmente vers l'intérieur). Si  $kT_e \gtrsim m_e c^2$ , ce qui arrive pour des rayons  $r \lesssim 100$ , les électrons sont relativistes et leur indice adiabatique devient  $\gamma_e \sim 4/3$ . Les ions, par contre, restent non-relativistes et  $\gamma_i \sim 5/3$ . Puisque le chauffage par compression adiabatique implique que la température évolue comme  $T \propto \rho^{\gamma-1}$ , les électrons chauffent en suivant la relation  $T_e \propto \rho^{1/3}$  tandis que la température des ions varie comme  $T \propto \rho^{2/3}$ . Par conséquent, même dans le cas limite où  $\delta \sim 0.5$ , l'ADAF devient naturellement à deux températures dans les zones les plus proches du trou noir.

Malgré les travaux entrepris, la question du chauffage des électrons et donc de l'hypothèse des deux températures reste encore mal comprise. Cependant, la plupart des modèles

récents s'accordent à considérer que le plasma est à deux températures pour  $r < 10^3$  et à une température au-delà (si tant est que l'ADAF s'étende jusque-là).

## 2.4.2 Taux d'accrétion critique

Dans la suite, nous exprimons la masse de l'objet compact en unité d'une masse solaire et le taux d'accrétion en unité d'Eddington :

$$m = \frac{M}{M_{\odot}}, \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \quad \text{avec} \quad L_{\text{Edd}} = \dot{M}_{\text{Edd}} c^2 \quad (2.32)$$

Comme nous l'avons dit, la solution ADAF optiquement mince n'est valable que pour des taux d'accrétion relativement faibles. Il existe donc un taux d'accrétion critique  $\dot{m}_{\text{crit}}$  au-delà duquel les propriétés du flot changent.

Pour le cas une température, on peut dériver ce taux en supposant que le gaz optiquement mince refroidis principalement par rayonnement libre-libre (bremsstrahlung). Le taux de chauffage visqueux varie comme<sup>2</sup> :  $Q^+ \propto m^{-2} \dot{m} r^{-4}$ , et le taux de refroidissement comme :  $Q^- \propto n_p n_e T_e^{1/2} \propto \alpha^{-2} m^{-2} \dot{m}^2 T_e^{1/2} r^{-3}$  ( $n_p$  et  $n_e$  sont les densités numériques de protons et d'électrons). Pour un ADAF à une température,  $T_e \sim m_p c_s^2 / k \sim 10^{12} \text{K} / r$  et est indépendante de  $\dot{m}$ . En comparant  $Q^+$  et  $Q^-$ , on voit qu'il existe un taux  $\dot{m}_{\text{crit}} \propto \alpha^2 r^{-1/2}$  au-delà duquel  $Q^- > Q^+$ , ce qui implique que la solution ADAF n'est plus viable. On constate que  $\dot{m}_{\text{crit}}$  décroît quand le rayon augmente. Cette décroissance en  $r^{-1/2}$  est valable si les pertes énergétiques sont dominées par l'émission libre-libre. Si on inclut d'autres processus de refroidissement atomiques, cette décroissance est plus rapide. La constante de proportionnalité dans l'expression de  $\dot{m}_{\text{crit}}$  est estimée à  $\sim 10^{-3}$  (e.g. [Esin et al. 1996](#))

Si on suppose que le plasma est à deux températures, alors, par hypothèse, l'énergie dégagée par viscosité chauffe principalement les ions, tandis que les pertes énergétiques se font presque entièrement par les électrons. À faible densité, le couplage Coulomb est inefficace, mais lorsque  $\dot{m}$  augmente, ce couplage devient de plus en plus important. Au-delà d'une certaine densité critique, il est suffisamment efficace pour qu'une grande fraction de l'énergie visqueuse soit transférée aux électrons puis rayonnée. Le flot étant refroidi efficacement, il s'effondre en un disque mince (ou passe dans le régime LHAF décrit ci-dessous). Le  $\dot{m}_{\text{crit}}$  correspondant peut être estimé en égalisant le taux de chauffage visqueux  $Q^+$  et le taux de transfert d'énergie entre les ions et les électrons par interactions Coulomb  $Q_{\text{ie}}$ . On obtient de cette façon  $\dot{m}_{\text{crit}} \sim 10 \alpha^2$ . Pour résumer :

$$\text{ADAF standard : } \begin{cases} 1 \text{ T : } \dot{m}_{\text{crit}} \sim 10^{-3} \alpha^2 r^{-1/2} \\ 2 \text{ T : } \dot{m}_{\text{crit}} \sim 10 \alpha^2 \end{cases} \quad (2.33)$$

## 2.4.3 Propriétés spectrales et processus radiatifs

Le spectre d'un pur ADAF entourant un trou noir s'étend de la radio jusqu'aux rayons gamma. L'émission de la radio aux X-durs est due aux rayonnements synchrotron, bremsstrahlung et

2. Cette relation s'obtient à partir des solutions auto-similaires présentées dans e.g. [Narayan et Yi \(1995a\)](#)



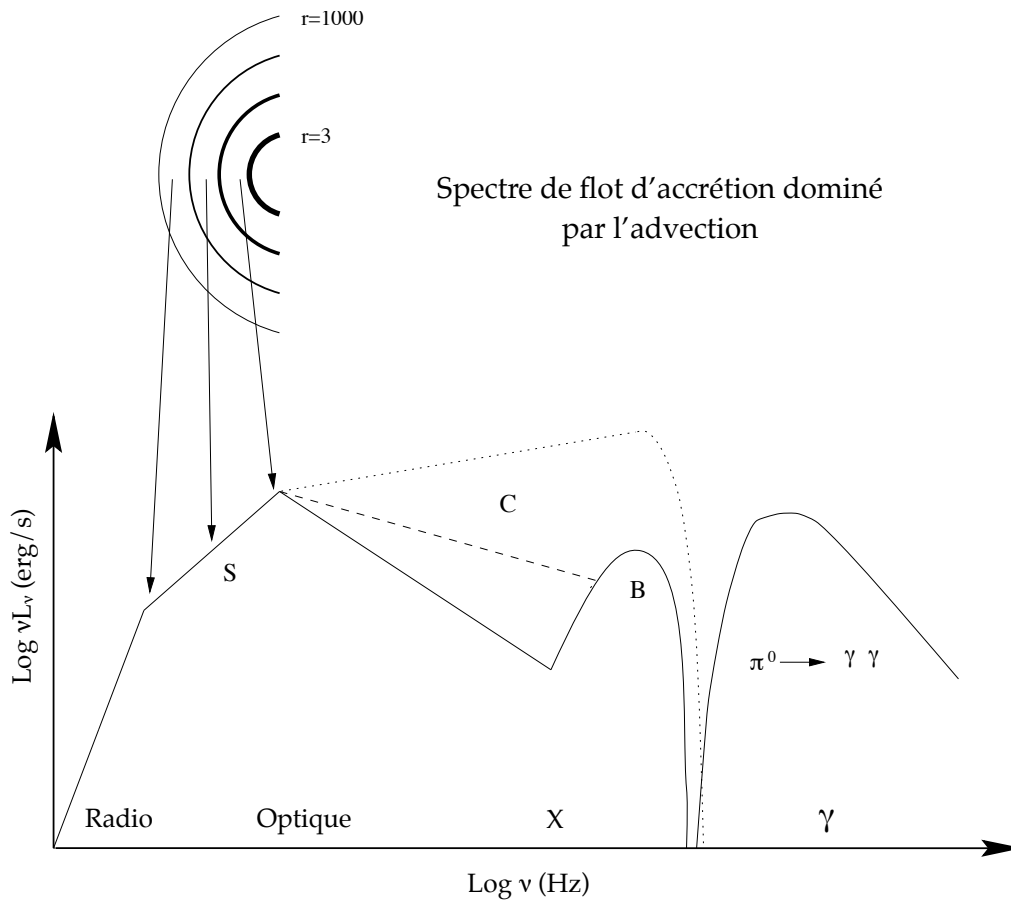


FIGURE 2.3 – Représentation schématique du spectre d'un ADAF autour d'un trou noir. *S*, *C* et *B* se réfèrent respectivement aux zones d'émission synchrotron, Compton inverse et bremsstrahlung des électrons. La ligne continue correspond aux faibles taux d'accrétion, la ligne tiretée aux taux intermédiaires et la ligne pointillée aux  $\dot{m}$  élevés ( $\sim \dot{m}_{\text{crit}}$ ). Le spectre  $\gamma$  est dû à la décroissance des pions neutres créés lors des collisions protons-protons. (Figure adaptée de Narayan et al. 1998).

inverse Compton des électrons<sup>3</sup> (Mahadevan 1997). L'émission gamma est une conséquence de la décroissance des pions neutres créés lors des collisions protons-protons (Mahadevan et al. 1997). La figure 2.3 montre une représentation schématique d'un spectre d'ADAF.

La partie de plus basse énergie (*S* sur la figure), est due au rayonnement synchrotron des électrons thermiques. Cette émission est fortement auto-absorbée et très sensible à la température des électrons ( $\nu L_\nu \propto T_e^7$ ). Le rayonnement synchrotron de plus haute énergie (au pic) vient des zones proches du trou noir et la fréquence du pic varie comme  $\nu_{\text{pic}} \propto \dot{m}^{1/2}$ .

Une partie des photons synchrotrons est diffusée par effet Compton inverse sur les électrons chauds et produit un rayonnement plus dur (*C* sur la figure) qui s'étend approximativement jusqu'à l'énergie thermique des électrons  $\sim 100$  keV ( $h\nu_{\text{max}}^C \approx kT_e$ ). L'importance relative

3. La distribution énergétique des électrons est a priori thermique. On pense qu'à faible taux d'accrétion la thermalisation entre électrons se fait principalement par émission et absorption de photons synchrotrons. Pour  $\dot{m} > 10^{-1} \alpha^2$ , les collisions Coulomb entre électrons sont en principe suffisamment efficaces pour prendre le relais. Pour les protons, ces deux processus sont inefficaces aux taux d'accrétion considérés. Leur distribution énergétique dépend donc des détails du mécanisme de chauffage visqueux. Elle peut donc être thermique ou pas.

de ce processus dépend du taux d'accrétion. Quand  $\dot{m}$  augmente, l'opacité augmente et la composante Compton domine le spectre (ligne pointillée sur la figure). À faible taux d'accrétion, la Comptonisation est moins efficace (ligne tiretée et ligne continue dans la zone C) et le spectre X est dominé par l'émission bremsstrahlung (zone B) qui pique également autour de  $kT_e \sim 100$  keV.

#### 2.4.4 Efficacité radiative

Près du taux d'accrétion critique où la solution ADAF commence à devenir viable, par continuité, l'efficacité radiative de l'ADAF devrait être proche de celle du disque mince :  $\eta \sim 0.1$ . Néanmoins, lorsque le taux d'accrétion décroît, l'efficacité décroît également. Très grossièrement, on peut exprimer  $\eta$  pour un ADAF à deux températures comme (Narayan et Yi 1995b, Esin et al. 1997) :

$$\eta_{\text{ADAF}} \sim \dot{m}, \quad \text{pour } \dot{m} < 0.1 \quad (2.34)$$

Par conséquent, la luminosité bolométrique d'un ADAF varie comme :

$$L_{\text{ADAF}} = \eta_{\text{ADAF}} \dot{M} c^2 \propto \dot{m}^2 \quad (2.35)$$

Il faut noter cependant que la relation exacte  $L \propto \dot{m}^q$  dépend du processus d'émission dominant. Comme celui-ci varie avec le taux d'accrétion (à haute énergie principalement), l'exposant  $q$  n'est pas constant et peut évoluer entre e.g.  $\sim 1.5$  et  $\sim 3$  (voir Merloni et al. 2003, par exemple). Il faut donc voir la relation (2.35) comme une « moyenne » sur la plage de taux d'accrétion considérée dans les binaires X.

#### 2.4.5 Convection et perte de masse

Les propriétés des ADAF discutées jusqu'ici représentent en quelque sorte le modèle « standard ». Cependant, plusieurs aspects inhérents à la physique des ADAF, ont été mis en évidence par les études théoriques et numériques<sup>4</sup> qui ont suivi. Deux phénomènes en particulier peuvent considérablement modifier les propriétés de l'image standard : la perte de masse et la convection.

##### *Perte de masse*

Le premier apparaît lorsqu'on regarde l'énergie totale locale du gaz (par unité de masse). Celle-ci est définie comme la somme des énergies cinétique, interne, gravitationnelle et de l'énergie potentielle liée à la pression :

$$E = e_c + e_i + e_g + e_p = \frac{1}{2}(v_R^2 + R^2\Omega^2) + e_i - \frac{GM}{R} + \frac{P}{\rho} \quad (2.36)$$

Cette expression est aussi appelée intégrale, fonction, paramètre ou constante de Bernoulli. Pour un fluide adiabatique et non-visqueux, cette énergie est constante le long d'une ligne de

4. Les flots épais et optiquement minces sont beaucoup plus faciles à traiter numériquement que les disques minces. Pour ces derniers, on ne peut pas négliger le transfert de rayonnement. De plus, l'échelle de hauteur, très petite vis-à-vis des autres échelles du système, est une importante difficulté numérique. Les travaux théoriques ont donc bénéficié de la possibilité de simuler des flots adiabatiques incluant le transport de moment cinétique via la MRI. Certaines approximations analytiques ont donc pu être confirmées ou infirmées.

courant. On s'est aperçu que dans un ADAF, cette fonction est positive. Ce qui signifie que le gaz n'est pas lié au trou noir. Il peut donc s'échapper, avec la possibilité de former des jets si ces pertes de matière sont collimatées.

La prise en compte des éjections de matière dans un ADAF à amener la définition des solutions d'accrétion-éjection dominées par l'advection (*Advection Dominated Inflow-Outflow Solutions*, ADIOS, [Blandford et Begelman 1999](#)). Ce modèle considère un ADAF dont le taux d'accrétion varie avec le rayon et est paramétré par :  $\dot{m} \propto r^p$ , avec  $p$  constant et compris entre 0 (ADAF, pas de perte de masse) et 1 (ADIOS maximal).

Les simulations numériques hydrodynamiques et MHD d'ADAF ont effectivement montré la présence de fortes éjections de matières (e.g. [Hawley et Balbus 2002](#), [Igumenshchev et al. 2003](#)). En dehors des éjections à large échelle, dominées par le gaz, les simulations MHD montrent également un deuxième type d'éjection, le long de l'axe de rotation, sous la forme de jets collimatés, dominés par le flux de Poynting i.e. des jets essentiellement électromagnétiques (e.g. [McKinney 2006](#)).

Néanmoins, plusieurs études mettent en doute le lien direct entre une fonction de Bernoulli positive et la présence de jets. Il est en effet possible d'obtenir des modèles avec  $E > 0$  sans pour autant qu'il y ait d'éjections ([Paczynski 1998](#), [Abramowicz et al. 2000](#)).

### Convection

Une autre propriété des ADAF soulignée par [Narayan et Yi \(1994\)](#) est que l'entropie augmente vers l'intérieur. Le flot devrait donc être sujet à la convection selon le critère de Schwarzschild. La convection transfère du moment cinétique et de l'énergie et peut donc changer la structure radiale du flot. Les simulations hydrodynamiques ont confirmé la présence d'une forte convection et ont amené au développement de modèles analytiques appelés CDAF (*Convection Dominated Accretion Flow*; [Narayan et al. 2000](#), [Quataert et Gruzinov 2000](#)). Ces modèles supposent que la convection transporte le moment cinétique vers l'intérieur et qu'un état stationnaire est atteint quand le transport convectif équilibre le transport visqueux dirigé vers l'extérieur. On obtient un flux d'énergie résultant dirigé vers l'extérieur, mais une accrétion effective fortement diminuée (à l'opposé des ADAFs). Ceci entraîne finalement que la densité du gaz varie comme  $r^{-1/2}$ .

Cependant la présence de convection est fortement débattue pour de multiples raisons, notamment le choix du critère de stabilité et la pertinence des simulations hydrodynamiques ou MHD pour décrire un plasma en principe non-collisionnel.

#### 2.4.6 ADAF radiativement efficace

Parmi les récents développements apportés aux flots advectifs, on peut citer les travaux de [Yuan \(2001\)](#) qui ont proposé une extension du modèle ADAF aux taux d'accrétion supérieur à  $\dot{m}_{\text{crit}}$ . Ce modèle appelé LHAF (*Luminous Hot Accretion Flow*) postule que l'advection peut jouer un rôle de « chauffage » aux  $\dot{m}$  élevés pour stabiliser le flot chaud contre les pertes par interactions Coulomb devenues trop importantes.

En effet, l'équation énergétique des ions peut s'exprimer par :  $Q_{\text{adv}} = Q_{\text{vis}}^+ - Q_{\text{ie}}^-$ , où  $Q_{\text{ie}}^-$  représente les pertes énergétiques des ions par collisions Coulomb avec les électrons. À faible taux d'accrétion, on a initialement  $Q_{\text{ie}}^- \ll Q_{\text{vis}}^+$ . Or  $Q_{\text{ie}}^- (\propto \dot{m}^2)$  augmente plus vite que  $Q_{\text{vis}}^+ (\propto \dot{m})$  et nous avons vu que pour  $\dot{m} \sim \dot{m}_{\text{crit}}$ , on a  $Q_{\text{vis}}^+ \approx Q_{\text{ie}}^-$ . À ce niveau, dans le modèle

standard, l'énergie transférée aux électrons est rayonnée et le flot cesse d'être dominé par l'advection.

Cependant, si l'on considère que l'advection peut être un apport d'énergie ( $Q_{adv} < 0$ ) d'un point de vue Lagrangien, alors on peut conserver la structure d'un flot d'accrétion chaud au-delà de  $\dot{m}_{crit}$ . En d'autre terme, le terme advectif peut s'écrire :  $Q_{adv} = Q_{int} - Q_{com}$ , où  $Q_{int} \propto v_R dT/dr$  représente le transfert d'énergie interne dû au gradient de température et  $Q_{com}$  représente le travail des forces de pression. Pour  $\dot{m} \gtrsim \dot{m}_{crit}$  tant que l'on a  $Q_{com} + Q_{vis}^+ > Q_{ie}^-$  alors  $Q_{int} > 0$  et donc  $dT/dr < 0$  (car  $v_R < 0$ ). Ce qui signifie que le flot restera chaud si il démarre chaud, comme dans le cas des ADAFs.

Le taux d'accrétion critique d'un LHAF est atteint une fois que  $Q_{com} + Q_{vis}^+ \lesssim Q_{ie}^-$ . Dans ce cas, le gradient de température devient négatif et la solution d'un flot chaud n'est plus viable. (Yuan 2001) estime qu'un LHAF peut atteindre des taux d'accrétion 4 à 5 fois supérieurs aux  $\dot{m}_{crit}$  des ADAFs ce qui en ferait une extension naturelle des ADAFs pour expliquer les états durs de haute luminosité ( $\dot{m} \sim 0.1 - 1$ ).

## 2.5 LE MODÈLE DU DISQUE TRONQUÉ

Nous avons vu que les observations requièrent la présence simultanée d'une composante d'émission optiquement mince et d'une composante optiquement épaisse. Cette contrainte s'explique relativement bien dans le cadre d'un modèle où cohabite un disque mince et un flot d'accrétion chaud de type ADAF. Le flot d'accrétion chaud s'étend de la dernière orbite stable à un rayon de transition  $r_{trans}$  puis est remplacé dans les zones externes par un disque mince standard. Ce modèle de disque tronqué, initialement développé par Esin et al. (1997), est illustré par la figure 2.4

Le paramètre essentiel qui détermine l'état spectral, dans ce modèle, est le taux d'accrétion. Quand  $\dot{m} > \dot{m}_{crit}$ , seule la solution du disque mince est valable. Ce dernier s'étend jusqu'à la dernière orbite stable et son spectre est correctement décrit par un corps noir multicolore. Le système est donc dans l'état mou.

Quand  $\dot{m}$  est sous le taux critique, les solutions ADAF et disque mince sont toutes les deux possibles (tout du moins aux faibles rayons). Le flot conserve sa forme de disque mince pour  $r > r_{trans}$  et devient un ADAF (en principe 2T) aux rayons inférieures. L'émission Compton inverse produite par l'ADAF est alors générée à partir du rayonnement interne synchrotron et du rayonnement externe du disque mince. Le rayon  $r_{trans}$  est supposé augmenter quand le taux d'accrétion diminue si bien qu'initialement, quand  $\dot{m}$  passe juste en dessous de  $\dot{m}_{crit}$ , l'ADAF est peu étendu et possède une efficacité  $\eta_{ADAF} \sim 0.1$ . Le système est dans l'état intermédiaire. À mesure que  $\dot{m}$  diminue l'ADAF s'étend et son efficacité radiative décroît. Le système est dans l'état dur.

La transition du disque standard en un flot chaud et optiquement mince se fait probablement par « évaporation » (voir e.g. Meyer et al. 2000, Różańska et Czerny 2000, Mayer et Pringle 2007, et références incluses). Cependant les détails du mécanisme physique et les paramètres qui l'influencent sont très mal compris.

La configuration de disque tronquée s'est montrée relativement robuste pour expliquer qualitativement et quantitativement les principales propriétés des binaires X et en particulier celles comportant un trou noir (voir la revue de Done et al. 2007, et les références incluses). Cependant, l'existence du phénomène d'hysteresis dans les binaires X (voir chapitre 1) suggère

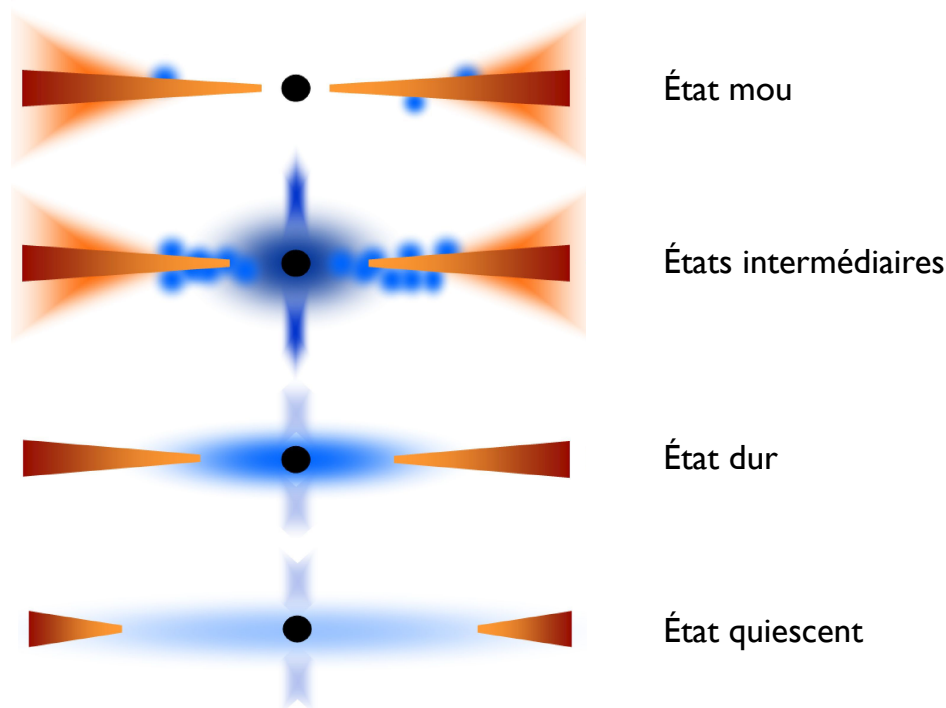


FIGURE 2.4 – Représentation schématique des états spectraux selon le modèle du disque tronqué. La zone centrale bleutée dans les états quiescent, dur et intermédiaires représente le flot d'accrétion chaud. Le flot externe orangé représente le disque mince standard. Les zones éparées bleues, au dessus du disque mince, qui apparaissent dans les états intermédiaires et mou, indiquent des structures de type couronne de disque d'accrétion (voir section 2.6 ci-dessous). Le schéma montre également la présence d'éjection de matière issues des zones centrales du flot d'accrétion chaud. (Figure adaptée de Done et al. 2007).

fortement que le taux d'accrétion n'est pas le seul paramètre qui dirige les transitions entre états spectraux. Le disque tronqué est donc un modèle phénoménologique très utile mais qui comporte de nombreuses zones d'ombres.

## 2.6 COURONNES DE DISQUE D'ACCRÉTION

Les différents états spectraux que nous avons décrits au chapitre 1 sont généralement compris en terme de changement de la géométrie d'accrétion, comme nous venons de le voir brièvement dans le scénario du disque tronqué. Par extension, le flot central chaud de type ADAF (ou autre) est souvent appelé « couronne », malgré le manque d'analogie physique entre ce type de flot et l'enveloppe de gaz raréfié des étoiles. Par conséquent, nous réserverons le terme « couronne » aux composantes physiques que nous allons brièvement décrire ci-dessous et que l'on désignera par la suite sous le terme de « couronne de disque d'accrétion » (*Accretion Disc Corona, ADC*).

Dans l'état mou, nous avons vu que la géométrie se résumait essentiellement au disque mince standard. Or une composante X durs en loi de puissance est tout de même présente et s'étend jusqu'au MeV sans coupure apparente. On pense que cette émission est due au processus Compton inverse d'une distribution non-thermique d'électrons énergétiques (ou

hybride thermique et non-thermique) sur le champ de photons produit par le disque. Ces électrons seraient situés dans de petites régions actives au-dessus et au-dessous du disque (voir figure 2.4) et non à la place de celui-ci comme dans le cas des ADAFs.

De part là « flottabilité magnétique », il est probable que les lignes de champ puissent s'élever et transporter avec elles une fraction significative de la puissance d'accrétion dans la zone de faible densité située au-dessus du disque, i.e., la couronne. Cette puissance serait ensuite dissipée par reconnexion magnétique (Galeev et al. 1979), conduisant à une accélération de particules dans la zone coronale. La population d'électrons énergétiques ainsi formée céderait ensuite son énergie par diffusion des photons mous du disque. Ce mécanisme serait à l'origine de l'émission X en loi de puissance qui, en retour, illuminerait le disque et produirait les fortes composantes de réflexion observées dans l'état mou (voir e.g. Zdziarski et Gierliński 2004).

Les modèles d'ADC proposent également une alternative au scénario du disque tronqué évoqué plus haut. Nous avons vu que le spectre en rayons X durs pique généralement autour de 100 keV dans une représentation  $\nu F_\nu$ . Si le mécanisme d'émission est la diffusion Compton inverse, ce pic d'émission est plus facilement explicable si la distribution énergétique de particules Comptonisantes est majoritairement thermique (comme c'est le cas dans les ADAFs). On peut donc imaginer une géométrie analogue à la couronne de disque de l'état mou mais constituée cette fois-ci d'une distribution Maxwellienne d'électrons. On suppose donc que le disque mince standard s'étend très près du trou noir mais qu'il ne produit pas de forte composante d'émission thermique dans le spectre X car il est simplement trop froid (et non pas froid *donc* loin). Cette faible température pourrait s'expliquer si la puissance d'accrétion n'est pas dissipée localement dans le disque mais extraite de celui-ci pour alimenter une couronne de disque et des jets compacts. Ceci peut s'obtenir, au moins en principe, par le mécanisme de flottement-reconnexion magnétique mentionné plus haut (Miller et Stone 2000, Merloni et Fabian 2002) et/ou par le couple exercé sur le disque d'accrétion par les lignes de champ magnétique qui le traversent et donnent naissance aux jets (si le champ est suffisamment intense et organisé, Ferreira 1997).

Cette idée a donc été développée en considérant plusieurs géométries et en raffinant les processus de rétroaction entre le disque et la couronne. Le principal problème est venu du fait qu'une trop grande quantité de rayonnement était interceptée par le disque, conduisant à une émission thermique du disque trop forte, un spectre X pas assez dur et des composantes de réflexion trop élevées. Les différentes études sont finalement arrivées à la conclusion que la couronne devait être fragmentée et en mouvement, par rapport au disque, à des vitesses relativistes. De cette façon, la surface du disque couverte par la couronne est réduite, et la fraction de rayonnement dirigée vers le disque est diminuée par effet Doppler (Haardt et Maraschi 1993, Haardt et al. 1994, Stern et al. 1995, Poutanen et Svensson 1996, Beloborodov 1999, Malzac et al. 2001; 2005). Les vitesses de la couronne, nécessaires pour reproduire les spectres X, sont apparues proches de celles estimées pour les jets compacts, ce qui suggère naturellement un rapprochement entre la couronne et la base des jets (voir chapitre 3). Aucun modèle détaillé n'a pour l'instant été développé pour expliquer comment se forment les jets à partir de la couronne.

L'efficacité radiative des couronnes de disque est un des aspects qui va nous intéresser pour la suite. Certains modèles prévoient en effet qu'elles sont radiativement efficaces et produisent une luminosité X linéairement proportionnelle au taux d'accrétion. Cette caractéris-

---

tique les différencie nettement des flots radiativement inefficaces de type ADAF (où  $L_X \propto \dot{M}^2$ ) et devrait imposer des contraintes observationnelles. Nous reviendrons sur cet aspect au chapitre 6.





## SOMMAIRE

3.1	MODÈLE STANDARD D'ÉMISSION DES JETS COMPACTS	61
3.2	ÉNERGÉTIQUE ET LIEN DISQUE/JET	65
3.3	PERTES D'ÉNERGIE	66
3.3.1	Pertes adiabatiques	66
3.3.2	Pertes radiatives	67
3.3.3	Géométrie non-conique	67
3.3.4	Chocs internes	68
3.3.5	Distribution d'électrons et champ magnétique	68
3.4	CONTRIBUTION DES JETS À L'ÉMISSION X	69

Nous avons mentionné dans le chapitre 1 la présence quasi-systématique d'une émission radio présentant un spectre plat lors des phases d'état dur des BHXBs. Cette émission, persistante et corrélée à l'émission X, fût rapidement associée à la présence de jets par analogie avec les spectres radio plats des coeurs compacts de noyaux actifs de galaxies. Le premier modèle cherchant à expliquer ces spectres plats par l'émission de jets coniques et compacts fût développé par [Blandford et Königl \(1979\)](#). Dans ce travail, qui tient lieu de modèle standard aujourd'hui, les auteurs montrent qu'un spectre plat est une conséquence naturelle de l'évolution des conditions physiques du plasma le long du jet (en particulier la décroissance de la densité de particules et du champ magnétique). Bien que fondateur, ce premier modèle suppose implicitement que les pertes énergétiques dues à l'expansion latérale du jet et au rayonnement sont entièrement compensées par un mécanisme d'accélération continue, mais inconnu... Sans cette supposition, il est difficile de maintenir un spectre plat avec les hypothèses de base du modèle (jet de forme conique, distribution énergétique d'électrons en loi de puissance, expansion latérale libre, etc.). Ce problème majeur a donc fait l'objet des nombreuses études qui ont suivi. Certains travaux expliquent cet apport continu d'énergie par des chocs internes (e.g. [Kaiser et al. 2000](#), [Spada et al. 2001](#), [Jamil et al. 2010](#)). D'autres choisissent de modifier les hypothèses physiques initiales du modèle standard en considérant par exemple une géométrie non-conique, ou une distribution d'électrons hybride thermique et non thermique (e.g. [Reynolds 1982](#), [Hjellming et Johnston 1988](#), [Kaiser 2006](#), [Pe'er et Casella 2009](#)).

Dans ce chapitre, nous abordons la physique de base du modèle standard de [Blandford et Königl](#) (dans une formulation un peu différente cependant). Nous décrivons ensuite les différentes modifications proposées par les travaux plus récents pour pallier le problème des pertes énergétiques. Nous verrons finalement les modèles développés par [Markoff et al. \(2001; 2003; 2005\)](#) qui proposent que la base des jets soit une source non-négligeable, voire dominante, de l'émission X durs. Cette hypothèse permet, entre autres, d'expliquer de façon naturelle les corrélations X/IR/radio observées dans l'état dur.

### 3.1 MODÈLE STANDARD D'ÉMISSION DES JETS COMPACTS

On considère un jet dont l'axe central (axe  $x$ ) fait un angle  $\theta$  avec la direction de l'observateur. On suppose que le jet est conique et que son rayon en coordonnées cylindriques est définie par :

$$r(x) = r_0 \left( \frac{x}{x_0} \right) \quad (3.1)$$

où  $x_0$  est la position de la base du jet et  $r_0$  son rayon. On suppose aussi que l'expansion latérale du jet est libre i.e. on néglige tout effet de confinement dû à la pression du milieu extérieur ou au champ magnétique. On considère de plus que la vitesse d'ensemble du plasma le long de l'axe,  $\beta_j \equiv (1 - \Gamma_j^{-2})^{1/2}$ , est constante ( $\Gamma_j$  est le facteur de Lorentz du mouvement d'ensemble du plasma).

Le champ magnétique est supposé perpendiculaire à l'axe du jet et gelé dans le plasma. Par conservation du flux magnétique, l'intensité du champ  $B$  varie comme  $r^{-1}$ . On peut donc écrire :

$$B = B_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-1} = B_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

où  $B_0$  est l'intensité du champ à la base du jet.

Pour produire du rayonnement synchrotron, le jet doit contenir une population d'électrons relativistes. On suppose que ces derniers ont une distribution en loi de puissance :

$$N(E)dE = K E^{-p} dE \quad (3.3)$$

où  $E = \gamma m_e c^2$  est l'énergie de l'électrons,  $N$  est la densité volumique d'électrons d'énergie  $E$  et  $K$  la constante de normalisation de la distribution. Le facteur de Lorentz  $\gamma$  est associé aux mouvements individuels des électrons. La distribution (3.3) s'étend de  $\gamma_{min}$  à  $\gamma_{max}$  (avec  $\gamma_{max} \gg \gamma_{min}$ ) correspondant aux énergies minimales et maximales de la population d'électrons. En dehors de ces bornes, on suppose que la distribution chute exponentiellement.

On attend ce genre de distribution en loi de puissance lors d'accélération par, e.g., choc diffusif ou reconnexion magnétique, mais la valeur de l'indice  $p$  est encore incertaine. Une accélération de type Fermi I dans un choc puissant et non-relativiste, produit une distribution d'indice  $p \sim 2 - 2.2$  (Bell 1978, Blandford et Ostriker 1978, Drury et al. 1982). Dans les cas très relativistes, l'indice est légèrement plus accentué,  $p \sim 2.3$  (Gallant et al. 1999, Achterberg et al. 2001). Les travaux sur l'accélération par reconnexion magnétique sont encore peu nombreux et n'ont jamais été explicitement développés dans le cadre des jets de binaires X. Mais ces études convergent vers des indices  $p \sim 1 - 1.5$  (e.g. Larrabee et al. 2003, Lyubarsky et Liverts 2008, Ding et al. 2010). D'un point de vue observationnel, les spectres synchrotrons optiquement minces des éjections discrètes dans les binaires impliquent plutôt des indices de l'ordre de  $p \sim 2 - 2.4$  et donc plus en accord avec un mécanisme d'accélération par chocs.

Dans le modèle standard, on suppose que les électrons sont continuellement accélérés le long du jet de telle façon que les pertes d'énergie par expansion adiabatique et par rayonnement sont entièrement compensées<sup>1</sup>. La distribution énergétique d'électrons peut donc être considérée comme « stable » dans le sens où  $\gamma_{min}$ ,  $\gamma_{max}$  et  $p$  sont constants.

1. Ce modèle de jet conique, en expansion libre et sans pertes adiabatiques, est donc quasiment équivalent à un jet balistique où les éléments de fluide suivent des trajectoires rectilignes sans interagir entre eux ou avec l'environnement extérieur.

Si on représente l'évolution de la distribution due à l'expansion du jet en posant :

$$K = K_0 \left( \frac{x}{x_0} \right)^a \quad (3.4)$$

on peut déterminer l'exposant  $a$  en utilisant la conservation de l'énergie et du nombre de particules. En effet, pour un volume  $\Delta V$  de fluide, la conservation du nombre de particules entraîne :

$$\Delta V K \gamma^{-p} d\gamma = \Delta V_0 K_0 \gamma_0^{-p} d\gamma_0 \quad (3.5)$$

où l'indice '0' se réfère aux valeurs des quantités en  $x = x_0$ . Si l'on exclue en premier lieu les pertes énergétiques par expansion adiabatique ou par rayonnement, on a  $\gamma = \gamma_0$ . Par conséquent,  $K/K_0 = (\Delta V/\Delta V_0)^{-1}$ . Puisque le plasma se propage à vitesse constante le long de l'axe  $x$ , on a  $\Delta V \propto r(x)^2$  et donc  $a = -2$ .

À partir des expressions de  $r$ ,  $B$  et  $K$ , on peut maintenant construire un modèle d'émission du jet. Pour ce faire, on divise le jet en segments de longueur  $dx$  le long de l'axe  $x$ . On suppose que ces segments se déplacent à la vitesse constante  $v_j = \beta_j c$ . En tenant compte de l'absorption, l'intensité monochromatique d'un de ces segments est :

$$I_\nu = \delta_{\mp}^3 \frac{J_\nu}{4\pi\chi_\nu} \left( 1 - e^{-\chi_\nu r(x)} \right) \quad (3.6)$$

où  $J_\nu$  est l'émissivité par unité de volume,  $\chi_\nu$  le coefficient d'absorption et  $\delta_{\mp} = [\Gamma_j(1 \mp \beta_j \cos \theta)]^{-1}$  est le facteur Doppler du jet approchant (-) ou s'éloignant (+). Pour simplifié, la fréquence  $\nu$  est définie dans le référentiel de repos du plasma. La fréquence vue par l'observateur s'obtient par  $\nu_{\text{obs}} = \delta_{\mp} \nu$ . On suppose également que le chemin moyen parcouru par un photon dans le jet est  $r(x)$ . Un calcul exact du transfert radiatif à travers les différents éléments du jet devrait prendre en compte les effets d'aberration relativiste, ce qui est impossible à intégrer dans un modèle analytique. Néanmoins, cette hypothèse de chemin moyen n'introduit pas d'erreurs importantes tant que l'angle  $\theta$  de la ligne de visée est suffisamment grand.

Le segment possède une surface de  $2\pi r(x)dx$ , sa densité de flux s'écrit donc :

$$dF_\nu = \delta_{\mp}^3 \frac{r(x)}{2D^2} \frac{J_\nu}{\chi_\nu} \left( 1 - e^{-\tau_\nu} \right) dx \quad (3.7)$$

où on a introduit la profondeur optique  $\tau_\nu(x) = \chi_\nu r(x)$  et où  $D$  est la distance du système binaire. On utilise ensuite l'émissivité  $J_\nu$  et le coefficient d'absorption  $\chi_\nu$  fournie par la théorie du rayonnement synchrotron dans le cas d'une distribution énergétique d'électron d'indice  $p$  (Longair 1994) :

$$J_\nu = J_\star K B^{\frac{p+1}{2}} \nu^{\frac{1-p}{2}} \quad (3.8)$$

$$\chi_\nu = \chi_\star K B^{\frac{p+2}{2}} \nu^{\frac{-(p+4)}{2}} \quad (3.9)$$

$J_\star$  et  $\chi_\star$  sont des coefficients qui dépendent des constantes fondamentales  $e$ ,  $m_e$ ,  $\epsilon_0$  et  $c$  et faiblement de l'indice  $p$ . Leurs expressions exactes ne présentent pas de grand intérêt ici, on pourra néanmoins les trouver dans e.g. (Rybicki et Lightman 1979). Quoi qu'il en soit, si l'indice  $p$  est considéré comme fixe, ces coefficients sont constants. Il est par contre important

de noter que,  $p$  mis à part,  $J_\nu$  et  $\chi_\nu$  dépendent essentiellement de  $B$  et  $K$  et donc de la façon dont ils varient avec  $x$ .

En substituant les expressions (3.1), (3.2), (3.4), (3.8) et (3.9) dans l'équation (3.7), le flux du segment devient :

$$dF_\nu = \delta_{\mp}^2 \frac{r_0 x_0 B_0^{-1/2}}{2D^2} \frac{J_\star}{\chi_\star} \nu^{5/2} l^{3/2} \left(1 - e^{-\tau_\nu(l)}\right) dl \quad (3.10)$$

où on a posé  $l = x/x_0$ . On peut déjà s'intéresser au spectre émis par ce segment à un instant  $t$  donné (et donc à une distance  $l$  fixée) :

- Pour le domaine de fréquences où la profondeur optique est très élevée ( $\tau_\nu \gg 1$ ), on voit que le flux varie comme  $\nu^{5/2}$ .
- À l'inverse, quand  $\tau_\nu \ll 1$ , on obtient  $dF_\nu \propto \tau_\nu \nu^{5/2}$ . Or en utilisant (3.9), on a

$$\tau_\nu(l) = \chi_\star K_0 r_0 B_0^{(p+2)/2} \nu^{-\frac{(p+4)}{2}} l^{-\frac{(p+4)}{2}} = \tau_\star \nu^{-\frac{(p+4)}{2}} l^{-\frac{(p+4)}{2}} \quad (3.11)$$

où on a posé le coefficient  $\tau_\star \equiv K_0 r_0 B_0^{(p+2)/2}$ . Pour  $l$  fixée, on obtient donc  $\tau_\nu \propto \nu^{-\frac{(p+4)}{2}}$ . Par conséquent, dans le domaine de fréquences où le plasma du segment est optiquement mince, le flux varie comme  $\nu^{\frac{1-p}{2}}$ .

Ces deux dépendances en fréquence dans les cas optiquement mince et épais impliquent que le spectre du segment atteint un maximum à la fréquence pour laquelle  $\tau \sim 1$  (voir figure 3.1).

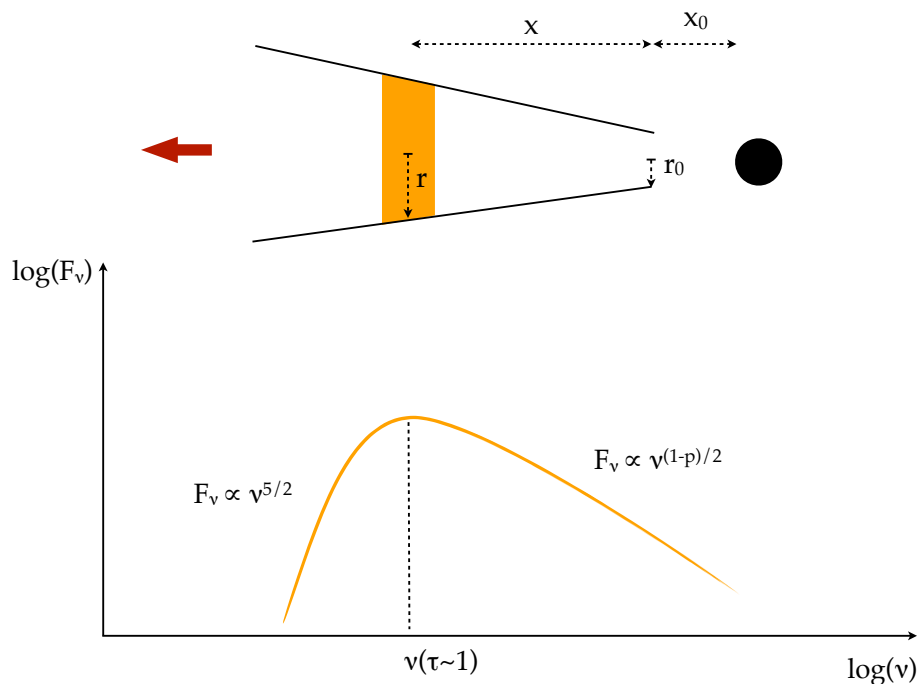


FIGURE 3.1 – Spectre d'émission d'un segment de jet compact de rayon  $r$  situé à une distance  $x$  de la base.

On peut maintenant calculer la densité de flux total du jet, en intégrant (3.10) sur toute la

longueur du jet :

$$F_\nu = \delta_{\mp}^2 \frac{r_0 x_0 B_0^{-1/2}}{2D^2} \frac{J_\star}{\chi_\star} \nu^{5/2} \int_1^{l_{\max}} l^{3/2} (1 - e^{-\tau_\nu(l)}) dl \quad (3.12)$$

où  $l_{\max}$  est la limite physique du jet. Il est ensuite plus pratique d'étudier les propriétés du spectre en exprimant cette intégrale en fonction de la profondeur optique :

$$F_\nu = \delta_{\mp}^2 \frac{r_0 x_0 B_0^{-1/2}}{D^2(p+4)} \frac{J_\star}{\chi_\star} \tau_\star^{\frac{5}{p+4}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau_\nu^{\frac{-5}{p+4}-1} (1 - e^{-\tau_\nu}) d\tau \quad (3.13)$$

où  $\tau_{\max} = \tau_\nu(l=1)$  et  $\tau_{\min} = \tau_\nu(l_{\max})$ . À partir de cette expression, on voit que  $F_\nu$  n'a de dépendance en fréquence qu'à travers  $\tau_{\max}$  et  $\tau_{\min}$ . Ceci signifie que si le jet est suffisamment étendu, il existe un domaine de fréquences pour lequel on peut considérer que  $\tau_{\min} \rightarrow 0$  et  $\tau_{\max} \rightarrow \infty$ . Dans ce cas, on montre que l'intégrale se réduit à la fonction  $-\Gamma(\frac{-5}{p+4})$ . Sur cette plage de fréquences,  $F_\nu$  est donc indépendant de  $\nu$  et le spectre est plat.

On peut ensuite estimer que la partie plate du spectre s'étend jusqu'à une fréquence maximale  $\nu_b$ , pour laquelle  $\tau_{\max}(\nu_b) \sim 1$ . Cette fréquence correspond au pic d'émission du plasma situé à la base du jet. Au-delà de cette fréquence de coupure, on a  $\tau_{\max} \ll 1$  et  $\tau_{\min} \ll 1$ , i.e., le rayonnement est optiquement mince. Dans ce cas, on montre que l'intégrale devient :

$$\int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau_\nu^{\frac{-5}{p+4}-1} (1 - e^{-\tau_\nu}) d\tau \sim \frac{p+4}{p-1} \left( \tau_{\max}^{\frac{-5}{p+4}+1} - \tau_{\min}^{\frac{-5}{p+4}+1} \right) \quad (3.14)$$

Or comme  $\tau_{\max} \propto \tau_{\min} \propto \nu^{-(p+4)/2}$ , on retombe bien sur  $F_\nu \propto \nu^{(1-p)/2}$ .

À basse fréquence, le spectre plat s'étend jusqu'à la fréquence  $\nu_{\min}$  pour laquelle  $\tau_{\min}(\nu_{\min}) \sim 1$ . Pour les fréquences inférieures à  $\nu_{\min}$ , on a  $\tau_{\max}$  et  $\tau_{\min}$  qui deviennent  $\gg 1$  et on montre que :

$$\int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau_\nu^{\frac{-5}{p+4}-1} (1 - e^{-\tau_\nu}) d\tau \sim \frac{-5}{p+4} \left( \tau_{\max}^{\frac{-5}{p+4}} - \tau_{\min}^{\frac{-5}{p+4}} \right) \quad (3.15)$$

On retrouve donc la dépendance  $F_\nu \propto \nu^{5/2}$  du synchrotron auto-absorbé.

Il existe ensuite une dernière fréquence caractéristique dans le spectre qui correspond à l'émission des électrons les plus énergétiques ( $\gamma = \gamma_{\max}$ ) à la base du jet. Pour déterminer  $\gamma_{\max}$ , on suppose que l'accélération cesse quand les pertes énergétiques par rayonnement synchrotron sont égales au gain d'énergie par accélération, ou de façon équivalente, en égalisant le temps d'accélération et le temps de refroidissement synchrotron. Dans le cas d'accélération par choc diffusif, on peut approximer le temps d'accélération par  $t_{\text{acc}} \simeq E/cqB_0$ . Le temps de refroidissement synchrotron  $t_{\text{sync}} = 9m_e^3 c^5 / 4q^4 B_0^2 \gamma$ , permet ensuite d'obtenir  $\gamma_{\max} = (3/2)m_e c^2 / (q^3 B_0)^{1/2}$ . Finalement la fréquence caractéristique d'émission de ces électrons lorsqu'ils sont situés à la base du jet est :

$$\nu_{\max} = \frac{3}{4\pi} \frac{\gamma_{\max}^2 q B_0}{m_e c} = \frac{27}{16\pi} \frac{m_e c^3}{q^2} = 5.7 \times 10^{22} \text{ Hz} \quad (3.16)$$

Cette valeur n'est bien entendu qu'un ordre de grandeur. Au-delà  $\nu_{\max}$ , on peut globalement estimer que le spectre chute exponentiellement (voir figure 3.2).

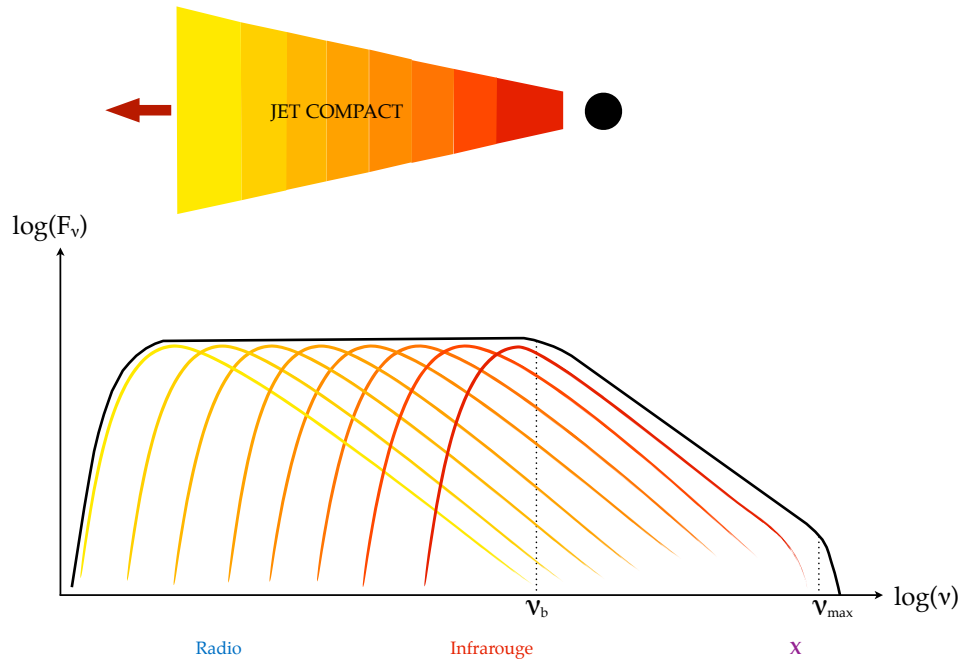


FIGURE 3.2 – Représentation schématique du spectre d'émission d'un jet compact selon le modèle standard.

## 3.2 ÉNERGÉTIQUE ET LIEN DISQUE/JET

Jusqu'ici, nous nous sommes concentrés sur le jet compact lui-même sans faire intervenir le lien, pourtant fondamental, avec le flot d'accrétion. Ceci découle essentiellement de notre ignorance des mécanismes de formation des jets. Pour pallier (partiellement) cette méconnaissance, il est utile de raisonner en terme de fraction d'énergie d'accrétion injectée dans le jet et d'exprimer certains des paramètres inconnus (e.g.  $K_0$ ,  $B_0$ ) en fonction de l'énergie du jet. Cette démarche a l'avantage de regrouper certaines inconnues du problème et de créer un lien simple avec l'accrétion. Mais elle se fait au prix d'hypothèses simplificatrices qui sont bien sûr discutables. Cependant, elle s'est avérée particulièrement efficace pour comprendre dans les grandes lignes le lien accrétion-éjection.

On suppose donc que la puissance totale  $Q_{\text{jet}}$  injectée dans le jet est une fraction  $f_j < 1$  de la puissance d'accrétion :

$$Q_{\text{jet}} = f_j Q_{\text{acc}} = f_j \eta \dot{M} c^2 \quad (3.17)$$

Cette hypothèse implique que la densité d'énergie (comobile) du plasma à la base du jet peut s'écrire :

$$u_0 = \frac{Q_{\text{jet}}}{\pi r_0^2 \Gamma_j \beta_j c} \quad (3.18)$$

Si on suppose maintenant que la densité d'énergie magnétique  $u_B$  et la densité d'énergie des électrons relativistes  $u_e$  sont reliées par une certaine forme de dissipation (e.g. chocs, reconnexion), on peut s'attendre à ce que  $u_e \propto u_B \propto u_0$ . En d'autres termes :

$$K_0 \propto B_0^2 \propto Q_{\text{jet}} \quad (3.19)$$

À partir de ces hypothèses, on peut re-exprimer le flux monochromatique du jet en fonction de  $Q_{\text{jet}}$ , en utilisant (3.13) et (3.11) :

$$F_\nu \propto Q_{\text{jet}}^\xi \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{2p - (p+6)\alpha + 13}{2(p+4)} \quad (3.20)$$

où  $\alpha$  est l'indice spectral du jet ( $F_\nu \propto \nu^\alpha$ ). Pour  $p = 2 - 3$  et  $\alpha = 0$ , on a  $\xi = 1.36 - 1.42$ . On voit donc que pour des valeurs standard de  $p$ , l'indice  $\xi$  reste proche de 1.4. Le fait d'exprimer  $F_\nu$  en fonction de  $Q_{\text{jet}}$  permet de relier l'émission du jet au taux d'accrétion en utilisant l'hypothèse (3.17). De même, on peut exprimer la fréquence de coupure  $\nu_b$  entre la partie plate et optiquement mince du jet en fonction de  $Q_{\text{jet}}$  et donc de  $\dot{M}$ . Sachant que  $\tau_{\text{max}}(\nu_b) \sim 1$ , l'équation (3.11) donne :

$$\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{\frac{p+6}{2(p+4)}} \quad (3.21)$$

Pour  $p = 2$ , on obtient la relation  $\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{2/3}$  qui est habituellement rencontrée dans la littérature (e.g. Falcke et Biermann 1996). Les relations (3.20) et (3.21) nous seront particulièrement utiles dans l'étude des corrélations Radio/X et IR/X comme nous le verrons par la suite.

### 3.3 PERTES D'ÉNERGIE

Nous avons vu les résultats principaux qui découlent des hypothèses standard de jet conique en expansion libre dont les particules rayonnantes sont distribuées en loi de puissance. Nous avons déjà mentionné en introduction qu'une des faiblesses majeures du modèle standard est de négliger les pertes énergétiques dues au rayonnement et à l'expansion adiabatique. La conséquence principale de ces pertes est qu'il n'est plus possible de maintenir un spectre plat si on conserve les hypothèses standard. Il faut donc modifier certaines de ces hypothèses ou bien trouver un mécanisme d'apport continue d'énergie.

#### 3.3.1 Pertes adiabatiques

Si les particules qui constituent le jet interagissent suffisamment entre elles pour qu'on puisse les considérer comme un fluide, alors l'expansion latérale (supposée adiabatique) du jet, va entraîner des pertes énergétiques selon l'équation suivante :

$$\frac{\partial \log(\gamma\beta)}{\partial t} = -\frac{1}{3} \frac{\partial \log(\Delta V)}{\partial t} \quad (3.22)$$

où  $\Delta V$  est l'élément de volume occupé par les particules. On en déduit que  $\gamma\beta \propto (\Delta V)^{-1/3}$ . Cette relation est valable dans les régimes relativistes ou non. Si, comme précédemment, on considère que la vitesse le long de l'axe  $x$  est constante, alors  $\Delta V \propto r(x)^2$  et donc  $\gamma\beta \propto r(x)^{-2/3}$ . Dans le cas très relativiste,  $\gamma \gg 1$ , cette formule tend vers  $\gamma \propto r(x)^{-2/3}$ .

La conséquence principale est que la normalisation de la distribution énergétique d'électrons n'évolue plus comme  $l^{-2}$  mais comme :

$$K = K_0 l^{-(4+2p)/3} \quad (3.23)$$



ce qui implique que le flux du jet devient :

$$F_\nu = \delta_{\mp}^2 \frac{3r_0 x_0 B_0^{-1/2}}{2D^2(8+7p)} \frac{J_\star}{\chi_\star} \tau_\star^{\frac{15}{8+7p}} \nu^{\frac{10(p-1)}{8+7p}} \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \tau_\nu^{\frac{-15}{8+7p}-1} (1 - e^{-\tau_\nu}) d\tau \quad (3.24)$$

Dans le domaine de fréquences où précédemment le spectre était plat, on voit maintenant qu'il varie comme  $\sim \nu^{0.5}$  (pour  $p = 2$ ). Les régimes optiquement épais ( $\propto \nu^{5/2}$ ) et mince ( $\propto \nu^{(1-p)/2}$ ) restent par contre inchangés.

### 3.3.2 Pertes radiatives

Dans le régime optiquement mince, l'évolution du facteur de Lorentz d'un électron relativiste due aux pertes par rayonnement synchrotron est donnée par :

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{\sigma}{3m_e c} \frac{B_0^2}{8\pi} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-2} \gamma^2 \quad (3.25)$$

Les conséquences des pertes radiatives sur la forme du spectre sont plus difficiles à décrire analytiquement, mais globalement, elles contribuent à rendre le spectre encore plus inversé ( $\alpha > 0$ ). Si le champ magnétique n'est pas trop élevé, les pertes radiatives sont en général faibles comparées aux pertes adiabatiques. À mesure que le champ magnétique diminue avec la distance elles deviennent de plus en plus négligeables. En revanche, si le champ magnétique est élevé, ces pertes sont extrêmement fortes à la base du jet et dominent les pertes adiabatiques (Kaiser 2006, Pe'er et Casella 2009).

### 3.3.3 Géométrie non-conique

Une des façons de récupérer un spectre plat en tenant compte des pertes énergétiques est de modifier la géométrie du jet (e.g. Hjellming et Johnston 1988, Kaiser 2006). On conserve les mêmes hypothèses que dans le modèle standard mais en incluant les pertes adiabatiques et en exprimant l'équation (3.1) de façon plus générale :

$$r(x) = r_0 \left(\frac{x}{x_0}\right)^{a_{\text{jet}}} \quad (3.26)$$

Un jet non-conique est donc représenté par  $a_{\text{jet}} \neq 1$ . La valeur de  $a_{\text{jet}}$  dépend des détails relatifs au confinement du jet (pression extérieure, champ magnétique). En général, on considère  $0 \leq a_{\text{jet}} \leq 1$ . On peut également envisager un jet fortement sur-pressurisé, avec  $a_{\text{jet}} > 1$ , mais la pression dans ce cas chuterait rapidement et le jet évoluerait vers une situation où  $a_{\text{jet}} \leq 1$ .

La géométrie non-conique (3.26) modifie l'évolution du champ magnétique et de la distribution d'électrons le long du jet :

$$B = B_0 \left(\frac{x}{x_0}\right)^{-a_{\text{jet}}} \quad \text{et} \quad K = K_0 \left(\frac{x}{x_0}\right)^{-(4+2p)a_{\text{jet}}/3} \quad (3.27)$$

ce qui entraîne finalement que le flux varie comme  $\nu^{a_F}$  avec  $a_F = \frac{5-(p+4)(9a_{\text{jet}}+6)}{2a_{\text{jet}}(8+7p)}$ . En choisissant bien  $a_{\text{jet}}$ , on peut retrouver  $a_F \sim 0$ . Pour  $p = 2$  par exemple, on a besoin de  $a_{\text{jet}} \sim 0.6$ . Ceci revient à chercher le bon réglage qui permet de minimiser les pertes adiabatiques tout en laissant la profondeur optique varier suffisamment le long du jet.

### 3.3.4 Chocs internes

Pour compenser les pertes énergétiques, d'autres études ont avancé l'hypothèse de chocs internes tout le long du jet, engendrés par des variations aléatoires de la vitesse d'injection du plasma (e.g. Kaiser et al. 2000, Spada et al. 2001, Jamil et al. 2010). Si ces chocs sont suffisamment violents, ils pourraient ré-accélérer suffisamment les électrons pour compenser les pertes et maintenir un spectre plat. Cependant, il réside une grande incertitude quant à la quantité d'énergie qui peut réellement être transmise aux particules lors de ces chocs.

### 3.3.5 Distribution d'électrons et champ magnétique

Les détails de l'accélération des particules dans les jets sont mal compris, comme on l'a vu. On considère, la plupart du temps, une distribution en loi de puissance sur la totalité du domaine d'énergie. Cependant, les modèles d'accélération par ondes de choc prédisent que la distribution en loi de puissance des électrons ne s'étend qu'à haute énergie et qu'une fraction significative des électrons maintient une distribution Maxwellienne à basse énergie (Blandford et Eichler 1987, Axford 1994, Amato et Blasi 2006, Spitkovsky 2008). Cette distribution thermique pique autour de  $\gamma_{\min}$  et entraîne en retour la présence d'un pic dans le spectre synchrotron autour de la fréquence caractéristique d'émission  $\nu_{\text{pic}}$  des électrons d'énergie  $\gamma_{\min}$ . L'évolution de cette fréquence le long du jet peut modifier la dépendance du flux en fréquence, à la fois, à basse et à haute énergie.

Le champ magnétique a également une influence importante sur l'émission du jet. Il est courant de supposer que la densité d'énergie magnétique est en équipartition avec la densité d'énergie des électrons. Nous avons supposé pour établir la relation (3.19) que ces deux formes d'énergie étaient linéairement proportionnelles, mais rien n'impose en effet qu'elles aient la même valeur. Plusieurs études ont montré que l'énergie magnétique nécessaire pour ajuster correctement les données à l'aide de modèles de jet était souvent supérieure à l'équipartition (Markoff et al. 2005, Gallo et al. 2007, Migliari et al. 2007). Si l'on considère un champ magnétique fort, Pe'er et Casella (2009) ont montré que les pertes énergétiques peuvent être séparées en deux régimes distincts : un refroidissement initial rapide au niveau de la base du jet, pendant lequel les électrons rayonnent à hautes énergies (UV, X), et une deuxième phase plus longue où le taux de perte se stabilise. Le spectre synchrotron résultant conserve globalement la même forme avec une partie plate à basse énergie qui se brise en une décroissance en  $\nu^{-1/2}$  (indépendant de  $p$ ), puis en  $\nu^{-p/2}$  quand on se déplace vers les plus hautes énergies. On montre également qu'au-delà d'une valeur critique du champ magnétique, le flux radio est fortement diminué à cause de l'accroissement trop important de la profondeur optique. L'émission à plus haute énergie (proche-IR, optique, UV, X) n'est en revanche pas affectée. Ce phénomène pourrait être responsable du faible niveau d'émission radio observé dans certaines sources. Nous reviendrons sur cet aspect au chapitre 6.

Un champ magnétique hors équipartition et une distribution hybride thermique et non-thermique permet de produire une variété de spectres qui peuvent s'avérer pertinent pour plusieurs aspects observationnels. Cependant, si les pertes adiabatiques sont prises en compte, il est toujours impossible de maintenir un spectre plat si le jet est conique ( $a_{\text{jet}} = 1$ ) et si aucun mécanisme ne ré-accélère les particules dans le jet (Kaiser 2006, Pe'er et Casella 2009).

### 3.4 CONTRIBUTION DES JETS À L'ÉMISSION X

Nous avons détaillé au chapitre 1 les différentes corrélations observées dans l'état dur entre l'émission du jet et celle du flot central. Sachant que ces deux composantes sont liées, d'une façon ou d'une autre, à l'évolution du taux d'accrétion dans les parties internes, il semble naturel d'observer ce genre de corrélation. Mais il est également naturel d'imaginer que les jets compacts sont responsables entièrement ou partiellement de l'émission X durs. Les corrélations en seraient une conséquence encore plus directe. D'un point de vue spectral, il est de plus apparu que l'émission X en loi de puissance était compatible avec une extrapolation du régime synchrotron optiquement mince du jet, de l'infrarouge aux X durs (Corbel et Fender 2002).

Cette idée de contribution des jets en X a été développée en détails par Markoff et al. (2001; 2003; 2005) et Markoff et Nowak (2004). Les auteurs ont montré qu'à partir de conditions physiques raisonnables, les jets compacts pouvaient contribuer de façon non-négligeable, voire dominante, à l'émission X, à travers :

- Le rayonnement synchrotron direct des électrons les plus énergétiques situés à la base du jet.
- Le rayonnement Compton inverse de ces électrons sur le champ de photon synchrotron qu'ils émettent (SSC) et/ou sur une source externe de photons comme celle du disque d'accrétion.

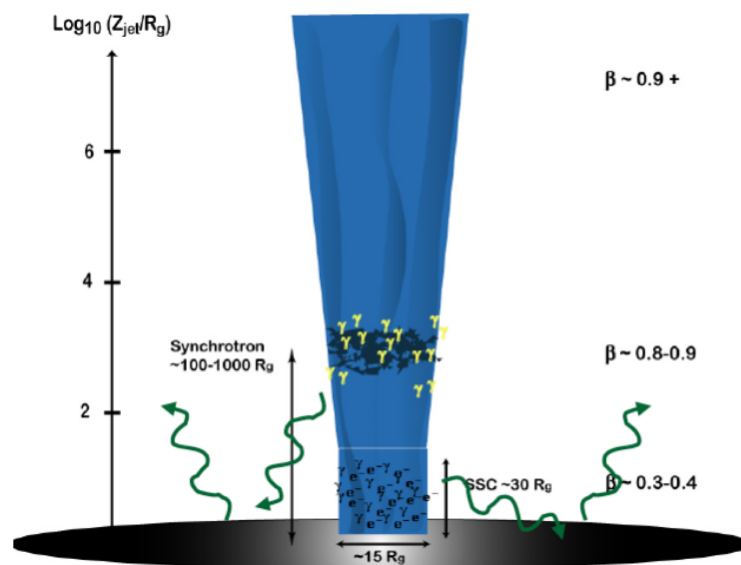


FIGURE 3.3 – Schéma du modèle de jet compact de Markoff et al. Figure extraite de Markoff et Nowak (2004)

Ce modèle part d'une géométrie standard où un jet compact de forme conique (figure 3.3) se développe, de part et d'autre, orthogonalement au disque d'accrétion. Pour traduire notre ignorance actuelle des mécanismes de formation et de collimation, la base du jet est reliée au disque par une région cylindrique appelée « nozzle »<sup>2</sup>, de rayon  $r_0$ , dont la limite inférieure

2. On pourrait traduire de ce terme par « buse » en français.

est la dernière orbite stable du trou noir. Les incertitudes concernant la physique de formation des jets sont absorbées par la paramétrisation initiale de ce « nozzle ». À la sortie du nozzle (au-delà de  $\sim 10$  rayons gravitationnels,  $r_g = GM/c^2$ ), le jet s'étend latéralement à la vitesse du son pour un plasma d'électrons/protons (i.e.  $\sim 0.4 c$ ), puis subit une légère phase d'accélération par la présence d'un gradient de pression longitudinal. L'équation d'Euler permet ensuite de calculer une solution exacte du profil de vitesse (voir Falcke 1996). Après cette courte phase d'accélération initiale, le gradient de vitesse diminue et la vitesse sature à des facteurs de Lorentz  $\Gamma_j \gtrsim 2-3$ . Au bout d'une distance de  $\sim 100r_g$ , les particules du jet, qui possédaient initialement une distribution quasi-thermique, sont accélérées par des chocs internes et produisent une distribution énergétique non thermique sous forme de loi de puissance. Les hypothèses de base de ce modèle sont similaires à celles que nous avons vu pour le modèle standard (pertes énergétiques compensées par une accélération continue, etc.). Au premier ordre, le spectre d'émission résultant (figure 3.4) est composé des contributions suivantes :

1. Le rayonnement synchrotron optiquement épais (spectre plat de la radio à l'infrarouge) provenant des régions externes du jet au-delà de la première zone de chocs.
2. Le rayonnement synchrotron optiquement mince (spectre avec indice spectral négatif) provenant des régions proches de la zone des premiers chocs émettant aux fréquences au-delà desquelles le jet est transparent ( $> IR$ ).
3. Le rayonnement synchrotron (optiquement épais et mince) issu de la distribution thermique de particules dans le nozzle.
4. Le rayonnement Compton inverse des photons provenant du disque (Compton externe, EC) et des photons synchrotron de la base du jet (SSC).

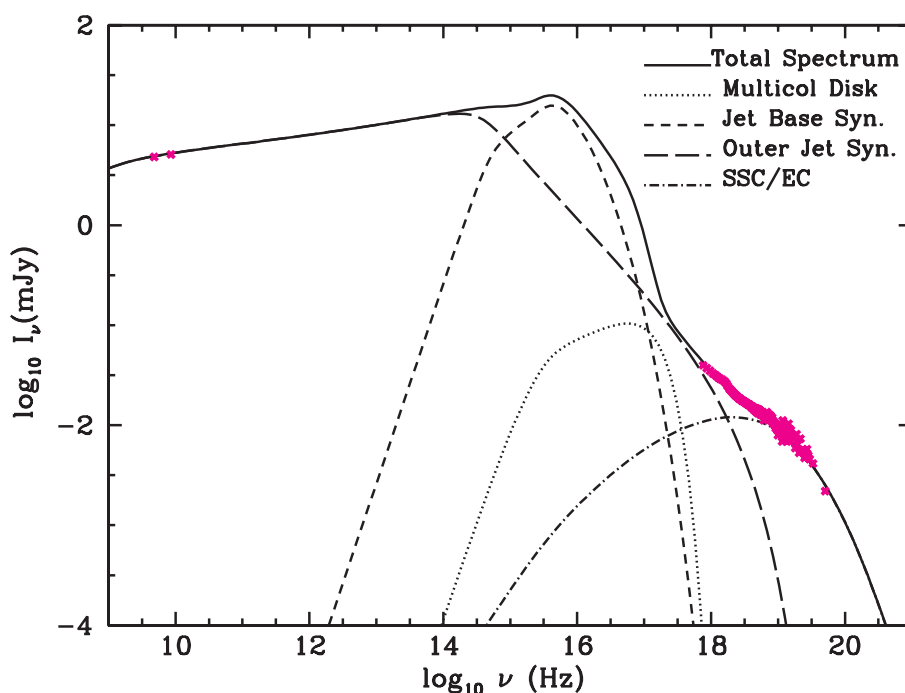


FIGURE 3.4 – Composantes d'émission du modèle de jets compacts de Markoff et al. Figure extraite de Markoff et al. (2005)

Si l'émission X est dominée par le rayonnement synchrotron optiquement mince des électrons de la base, sa dépendance en fréquence et en puissance du jet devrait avoir la forme :

$$L_X \propto \nu^{(1-p)/2} \propto Q_{\text{jet}}^{\frac{p(p+9)+20}{4(p+4)}} \quad (3.28)$$

Pour  $p = 2.5$  on a  $L_X \propto Q_{\text{jet}}^{1.9}$ , ce qui est compatible avec la corrélation  $L_R \propto L_X^{0.7}$  observée. Si l'émission X est plutôt dominée par le rayonnement SSC, on obtient une relation du type (Falcke 1996) :

$$L_{X_{\text{SSC}}} \propto Q_{\text{jet}}^{11/4} \quad (3.29)$$

Dans ce cas, la corrélation radio/X prédite s'approche d'avantage de  $L_R \propto L_X^{0.5}$

Les ajustements statistiques des données de différentes sources effectués à l'aide de ce modèle se sont avérés aussi efficaces que les modèles de Comptonisation thermique d'un flot d'électrons chauds. La coupure exponentielle autour de 100 keV et les composantes de réflexion peuvent également être reproduites dans le cadre de ce modèle (voir Markoff et Nowak 2004, Markoff et al. 2005). Il faut noter toutefois que les modèles de flot d'accrétion permettent d'expliquer (approximativement) les propriétés temporelles rapides (« timing ») de l'émission X ; propriétés que ce modèle de jet n'a pas cherché à expliquer pour l'instant. Ce modèle de jet en X est donc une alternative au modèle dominant de flots d'accrétion. Certaines recherches vont maintenant dans le sens d'une unification des deux types de modèles en supposant que le flot d'accrétion central correspond à la base du jet, juste sous le nozzle.



# INSTRUMENTS D'OBSERVATION ET MÉTHODES D'ANALYSE

# 4

## SOMMAIRE

4.1	INTERFÉROMÈTRES RADIO	75
4.1.1	Australian Telescope Compact Array (ATCA)	75
4.1.2	Very Large Array (VLA)	76
4.1.3	Traitement des données radio	77
4.2	TÉLESCOPES OPTIQUES : VISIBLE ET PROCHE INFRAROUGE	79
4.2.1	Small and Moderate Aperture Research Telescope System (SMARTS)	79
4.2.2	Very Large Telescope (VLT)	79
4.2.3	Traitement des données optique et infrarouge	80
4.3	SATELLITE DE HAUTES ÉNERGIES	82
4.3.1	Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE)	82
4.3.2	Traitement des données RXTE	84

Nous avons vu que les binaires X à trou noir sont de puissants émetteurs multi-fréquences dont l'émission varie couramment sur des échelles de temps inférieures à la journée. Si l'on veut comprendre le fonctionnement de ces objets, les liens entre les différentes composantes et leurs relations de causalité, il nous faut coordonner l'action de plusieurs instruments dans des temps très courts. L'entrée d'une binaire X en phase de sursaut n'étant pas prévisible, les observations se font majoritairement selon une procédure appelée « cible d'opportunité » (*Target of Opportunity*, ToO) qui permet de déclencher une observation à n'importe quel moment (ou presque). La demande de la communauté sur les dernières générations de télescopes au sol et les satellites hautes énergies étant particulièrement élevée, il est difficile de monter une campagne d'observations ToO multi-fréquences. Avec la mise en place d'outils de communication comme les circulaires IAU (*International Astronomical Union*) et les Atels (*Astronomer's Telegram*), la communauté a appris à réagir très rapidement, lorsqu'une source entre en éruption, pour que des programmes d'observations soient déclenchés dans tous les domaines de longueurs d'ondes. L'avantage de cette situation est qu'elle favorise ensuite la collaboration internationale entre les chercheurs et les échanges de données. Avec les années, la découverte de nouvelles sources et la multiplication des sursauts, les archives des différents instruments

se sont remplies de données accessibles publiquement. Il est donc possible aujourd'hui de puiser dans ces archives une quantité considérable (et souvent inexploitée) de données pour effectuer des études multi-longueurs d'onde à long terme comme celles présentées dans cette thèse.

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps les caractéristiques techniques des instruments d'observation que nous avons utilisés pour mener à bien nos travaux. Ces instruments couvrent les domaines radio, optique, proche-infrarouge et X. Nous aborderons également, de façon succincte, les méthodes de réduction et d'analyse des données que nous avons utilisées pour chaque domaine d'énergie.



## 4.1 INTERFÉROMÈTRES RADIO

### 4.1.1 Australian Telescope Compact Array (ATCA)

L'interféromètre radio ATCA<sup>1</sup> est basé à l'Observatoire Paul Wild à 25 kilomètres à l'ouest de Narrabri dans le New South Wales en Australie. Il est constitué de six antennes de 22 mètres de diamètre alignées est-ouest et fonctionne en mode de synthèse d'ouverture. Cette technique utilise l'ensemble des combinaisons des signaux issus des antennes et la rotation de la terre pour échantillonner les fréquences spatiales dans le plan  $(u, v)$  des composantes de Fourier. La longueur des lignes de base disponibles va de 31 m à 6 km selon la configuration du réseau. L'interféromètre opère dans sept longueurs d'onde, allant de 20 cm à 3 mm, et permet d'observer dans deux bandes de fréquences simultanément. Depuis le mois d'avril 2009 et la mise en place du système CABB (*Compact Array Broadband Backend*), la largeur des bandes de fréquence est passée de 128 Mhz à 2 GHz, améliorant entre autres la sensibilité d'un facteur 4. La table 4.1 résume les propriétés observationnelles principales de l'ATCA.



FIGURE 4.1 – Australia Telescope Compact Array

1. <http://www.narrabri.atnf.csiro.au/>

TABLE 4.1 – Paramètres d'observation de l'ATCA après la mise en place du système CABB

Bande	20 cm	13 cm	6 cm	3 cm	1 cm	7 mm	3 mm
Code	L	S	C	X	K	Q	W
Domaine de fréquence (GHz)	1.3-1.8	2.2-2.7	4.5-6.5	8.0-10	16-25	30-50	83-105
Température du système (K) <sup>a</sup>	63	85	76	76	47	106	454
Faisceau primaire <sup>b</sup>	33'	22'	10'	5'	2'	2'	70"
Faisceau synthétisé <sup>c</sup>	6"	4"	2"	1"	0.5"	0.2"	2" <sup>d</sup>
Sensibilité en flux <sup>e</sup> (mJy/beam) (10 min)	0.15	0.26	0.09	0.09	0.06	0.14	1.6
Sensibilité en flux ( $\mu$ Jy/beam) (12 h)	17	31	10	11	7	16	192

a. Pour une élévation importante et des conditions météo raisonnables.

b. Champ de vue (largeur à mi-hauteur).

c. Résolution spatiale (largeur à mi-hauteur) pour une extension maximale du réseau de 6 km.

d. L'antenne 6, qui fournit les plus grandes lignes de base, n'est pas utilisée lors d'observations à 3mm. La résolution spatiale est donc affaiblie.

e. RMS théorique ; une fréquence ; deux polarisations orthogonales ; pondération naturelle.

### 4.1.2 Very Large Array (VLA)

Le VLA<sup>2</sup> est un réseau interférométrique composé de vingt-sept antennes de 25 m de diamètre, disposées en forme de «Y» (Fig. 4.2). Il est situé à 2100 m d'altitude sur les plaines de San Augustin au sud-ouest du Nouveau-Mexique. Il existe quatre configurations principales du réseau, notées **A**, **B**, **C** et **D**, respectivement de la plus étendue à la plus compacte. Selon la configuration, la longueur des bases varie de 35 m à 36 km. Le VLA opère dans sept bandes de longueurs d'onde entre 90 et 0.7 cm, avec des largeurs de bandes de 50 MHz maximum. Il est également possible d'observer dans deux bandes de fréquence simultanément, cependant et contrairement à l'ATCA, ces fréquences ne doivent pas être séparées de plus de  $\sim 450$  MHz. Les principales caractéristiques d'observation du VLA sont présentées en table 4.2.



FIGURE 4.2 – *Very Large Array*

TABLE 4.2 – *Paramètres d'observation du VLA courant 2009 pour les principales fréquences*

Bande	20 cm	6 cm	3.6 cm	1.3 cm	0.7 cm
Code	L	C	X	K	Q
Domaine de fréquence (GHz)	1.24 - 1.70	4.5 - 5.0	8.1 - 8.8	22.0 - 24.0	40.0 - 50.0
Température du système (K) <sup>a</sup>	35	45	35	50 - 80	80
Faisceau primaire <sup>b</sup>	30'	9'	5.4'	2'	1'
Faisceau synthétisé <sup>c</sup>	1.4''	0.4''	0.24''	0.08''	0.05''
Sensibilité en flux <sup>d</sup> (mJy) (10 min)	0.061	0.058	0.049	0.11	0.27
Sensibilité en flux ( $\mu$ Jy) (12 h)	7.1	6.9	5.7	13	32

*a.* Pour une élévation de 45° et des conditions météo raisonnables.

*b.* Champ de vue (largeur à mi-hauteur).

*c.* Résolution spatiale (largeur à mi-hauteur) dans la configuration A.

*d.* RMS théorique; deux fréquences; deux polarisations circulaires; pondération naturelle.

2. <http://www.vla.nrao.edu/>

### 4.1.3 Traitement des données radio

La réduction des données radio interférométriques peut s'avérer parfois obscure et complexe. Il existe de nombreuses subtilités qu'il serait difficile de résumer ici sans alourdir l'exposé. La méthode que nous décrivons ci-dessous est donc une version brève et très simplifiée du processus de réduction. Le lecteur intéressé est renvoyé aux ouvrages suivant pour de plus amples détails sur les techniques de radioastronomie et d'interférométrie en particulier : [Kraus \(1986\)](#), [Christiansen et Högbom \(1987\)](#), [Taylor et al. \(1999\)](#), [Bracewell \(2000\)](#), [Thompson et al. \(2001\)](#), [Rohlf et Wilson \(2004\)](#).

Le schéma de réduction se résume en trois grandes phases :

1. Calibration du gain des antennes et application des corrections aux données brutes.
2. Transformée de Fourier inverse des données calibrées pour obtenir l'image brute.
3. Déconvolution de l'image brute pour pallier l'échantillonnage partiel du plan  $u - v$  et obtenir l'image finale.

Nous avons utilisé le logiciel MIRIAD pour réduire les données ATCA et le logiciel AIPS pour réduire celles du VLA. Les deux interféromètres et leur logiciel associé présentent quelques différences, mais la procédure de réduction, que nous développons un peu plus ci-dessous, est similaire.

#### *Calibration*

La réponse de chaque antenne au rayonnement reçu peut se modéliser par la fonction de gain suivante :

$$g(t)g_P(\nu) \exp(i2\pi \tau(t)(\nu - \nu_0)) \quad (4.1)$$

La fonction  $g(t)$  représente les variations temporelles (indépendantes de la fréquence) du gain de l'antenne au cours de l'observation. Ces variations sont principalement d'origine atmosphérique bien que la contribution instrumentale ne soit pas négligeable. La fonction  $g_P(\nu)$  modèle la variation en fréquence du gain de l'antenne, i.e., la bande passante. Elle est essentiellement d'origine instrumentale. La fonction  $\tau(t)$  est le facteur de délai. Ce facteur quantifie le décalage temporel de réception du signal entre l'antenne considérée et une antenne choisie comme référence. Il est calculé pour une fréquence de référence  $\nu_0$ . La variation de ce délai au cours du temps est d'origine atmosphérique et instrumentale.

Le but de la phase de calibration, est de déterminer cette fonction de gain à partir de l'observation de deux sources ponctuelles utilisées comme références. La première source, appelée *calibrateur primaire* ou *calibrateur de flux*, est une source brillante et stable, dont le flux et le spectre sont connus. Cette source est observée au début (ou à la fin) de chaque programme d'observations. Dans le cas idéal, elle est uniquement utilisée pour étalonner l'échelle de flux absolue.

La seconde source, appelée *calibrateur secondaire* ou *calibrateur de phase*, est également une source brillante et stable, mais sa densité de flux n'est pas connue avec exactitude en général. Le calibrateur secondaire doit être situé près (dans le plan du ciel) de la source cible du programme car elle est observée régulièrement tout au long de l'observation. Ce calibrateur sert à déterminer les variations temporelles du gain, la fonction de bande passante et le terme de délai. À l'aide de l'observation du calibrateur primaire, on détermine ensuite la densité de flux réelle du calibrateur secondaire.

En pratique, la fonction de gain déterminée à l'aide du calibrateur secondaire se présente sous forme de tables de calibration. Ces tables doivent être appliquées aux données de la source cible pour corriger des variations du gain. Cependant, ces corrections sont obtenues uniquement sur les intervalles de temps d'observation du calibrateur de phase. Typiquement, ce dernier est observé deux minutes toutes les quinze à vingt minutes dans des conditions météo favorable. Il est donc nécessaire d'interpoler et d'extrapoler la fonction de gain sur les intervalles d'observation de la source cible<sup>3</sup>.

### *Transformée de Fourier inverse et déconvolution*

Une fois calibrées, les données de la source cible sont encore brutes et se présentent sous la forme d'un échantillonnage partiel du plan  $u - v$ . L'étape suivante consiste donc à effectuer la transformée de Fourier inverse des données brutes pour obtenir une première image que nous appellerons *image brute* (pour éviter la traduction du terme anglais *dirty image*). L'algorithme d'inversion produit également la transformée de Fourier de la fonction d'échantillonnage du plan  $u - v$  que nous appellerons *faisceau brut* (*dirty beam* en anglais). Le faisceau brut représente en quelque sorte la fonction d'étalement du point (*point spread function*, PSF) de l'image brute.

L'échantillonnage partiel du plan  $u - v$  signifie une connaissance incomplète de la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de la source. Les données brutes obtenues pendant l'observation peuvent être vues comme la vraie distribution dans le plan  $u - v$ ,  $V(u, v)$ , multipliée par la fonction d'échantillonnage,  $S(u, v)$ . Le théorème de convolution précise ensuite que la transformée de Fourier de la distribution échantillonnée (l'image brute,  $I_B$ ) est égale à la convolution de la transformée de Fourier de la vraie distribution (l'image réelle  $I$ ) et de la transformée de Fourier de la fonction d'échantillonnage (le faisceau brut,  $B_0$ ) :

$$I_B(l, m) = I(l, m) * B_0(l, m) \Leftrightarrow V(u, v) \times S(u, v) \quad (4.2)$$

où  $*$  représente la convolution, et  $\Leftrightarrow$  représente la transformée de Fourier (TF). Le but de l'algorithme de déconvolution est de déterminer les régions non échantillonnées du plan  $u - v$ . Si celui-ci était entièrement couvert, la fonction d'échantillonnage serait une constante, et sa TF une fonction delta de Dirac ; un faisceau parfait. L'échantillonnage partiel entraîne l'apparition de lobes secondaires dans le faisceau brut. L'algorithme de déconvolution cherche donc à éliminer les lobes secondaires présents sur l'image brute. L'algorithme CLEAN (Högbom 1974) est le plus couramment utilisé en radioastronomie pour ce genre d'opération. C'est un processus itératif (que nous ne détaillerons pas ici) qui produit l'image finale et un faisceau nettoyé de ses lobes secondaires. L'image est enfin prête à être analysée !

### *Analyse de l'image*

Pour la majorité des observations que nous avons analysées, la source étudiée était ponctuelle et notre objectif était de déterminer la densité de flux total de la source. Dans ce cas, l'analyse de l'image est relativement simple et consiste à convoluer un modèle de gaussienne ou une fonction de Dirac par le faisceau nettoyé, puis ajuster l'émission de la source par ce modèle convolué. On obtient ainsi la densité de flux de la source en mJy.

3. Si les conditions météo se dégradent et que le gain fluctue rapidement, il faut observer le calibrateur secondaire plus régulièrement pour minimiser les erreurs d'interpolation.

## 4.2 TÉLESCOPES OPTIQUES : VISIBLE ET PROCHE INFRAROUGE

### 4.2.1 Small and Moderate Aperture Research Telescope System (SMARTS)

Le consortium SMARTS, composé de plusieurs universités et instituts<sup>4</sup>, gère quatre télescopes de l'observatoire du Cerro Tololo (CTIO) au Chili. Ces télescopes ont des diamètres respectifs de 0.9 m, 1.0 m, 1.3 m et 1.5 m. Les données présentées dans cette thèse proviennent du télescope de 1.3 m (anciennement télescope 2MASS) au foyer duquel est monté l'instrument ANDICAM<sup>5</sup> (*A Novel Double Imaging CAMera*). Ce dernier permet d'effectuer des images dans le visible et le proche infrarouge simultanément. Il est composé d'un détecteur CCD de  $2048 \times 2048$  pixels, opérant dans le visible entre 360 et 975 nm et d'un détecteur CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) de type *Hawaii* de  $1024 \times 1024$  pixels, opérant dans l'infrarouge proche entre 1.0 et  $2.4 \mu\text{m}$ . Le détecteur visible offre un champ de vue de  $6'0 \times 6'0$  et une résolution effective de  $0'369/\text{pixel}$ . Le détecteur IR offre un champ de vue de  $2'4 \times 2'4$  et une résolution effective de  $0'274/\text{pixel}$ . ANDICAM permet de faire de la photométrie dans différents filtres larges. Ceux que nous avons utilisés sont les filtres visibles *V* ( $557 \pm 87 \text{ nm}$ ) et *I* ( $838.5 \pm 136.0 \text{ nm}$ ), de type Johnson-Kron-Cousins (Bessell, Castelli et Plez 1998) et les filtres infrarouge *J* ( $1.247 \pm 0.104 \mu\text{m}$ ) et *H* ( $1.629 \pm 0.185 \mu\text{m}$ ), de type CIT/CTIO (Elias et al. 1982).



FIGURE 4.3 – Les télescopes du consortium SMARTS

### 4.2.2 Very Large Telescope (VLT)

Mis en service en 1998 sous la direction de l'ESO<sup>6</sup> (*European Southern Observatory*), cet ensemble de quatre télescopes indépendants, dont les miroirs primaires ont un diamètre effectif de 8.2 m, est installé à 2635 m d'altitude sur le mont Paranal au Chili. Les quatre télescopes (Fig. 4.4), disposés selon une configuration trapézoïdale, offrent une possibilité d'usage indépendant ou au contraire de combinaison cohérente (interférométrie). Dans ce dernier cas, la résolution atteinte est fixée par la séparation maximale de  $B = 120 \text{ m}$ . Quatre télescopes mobiles, de taille inférieure (1.8 m), complètent le dispositif interférométrique, offrant des bases de longueur et d'orientation variables, pouvant atteindre 200 m. De nombreux instruments, spectromètres et imageurs, permettant l'observation dans des longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen, sont disponibles aux foyers des télescopes. Pour les travaux présentés dans cette thèse, nous avons utilisé les instruments ISAAC (*Infrared Spectrometer And Array Camera*) et FORS2 (*FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph 2*), que nous présentons ci-dessous.

4. <http://www.astro.yale.edu/smarts/>

5. <http://www.astro.yale.edu/smarts/ANDICAM/>

6. <http://www.eso.org/public/teles-instr/vlt/>



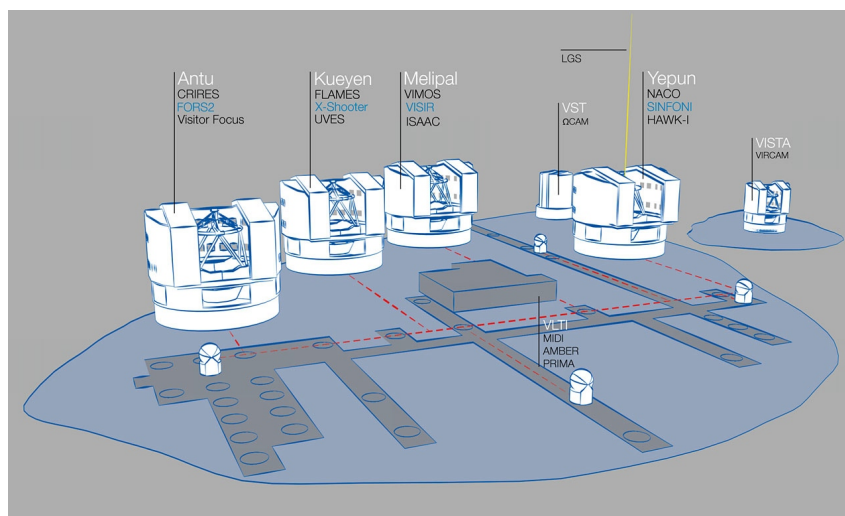


FIGURE 4.4 – Schéma du VLT. Les noms des différents instruments disponibles aux foyers des télescopes sont indiqués.

### ISAAC

ISAAC est un spectro-imageur et polarimètre opérant dans l'infrarouge proche entre 1 et 5  $\mu\text{m}$ . Il est composé de 2 bras, chacun équipé d'un détecteur CMOS de  $1024 \times 1024$  pixels. Le premier, de type *Hawaiï*, est dédié aux courtes longueurs d'onde (1–2.5  $\mu\text{m}$ ), le second, de type *Aladdin*, est utilisé pour les longueurs d'onde plus élevées (3–5  $\mu\text{m}$ ). En mode imageur et polarimètre, le détecteur *Hawaiï* offre un champ de vue de  $2'.5 \times 2'.5$  et une résolution de  $0'.148/\text{pixel}$ . En mode imageur, le détecteur *Aladdin* offre un champ de vue de  $1'.25 \times 1'.25$  pour une résolution de  $0'.071/\text{pixel}$ . Durant notre étude, nous avons utilisé ISAAC en mode imageur dans les filtres *J<sub>s</sub>* ( $1.24 \pm 0.16 \mu\text{m}$ ), *H* ( $1.65 \pm 0.30 \mu\text{m}$ ), *K<sub>s</sub>* ( $2.16 \pm 0.27 \mu\text{m}$ ) et *L* ( $3.78 \pm 0.58 \mu\text{m}$ ) et en mode polarimètre dans les filtres *J<sub>s</sub>*, *H* et *K<sub>s</sub>*.

### FORS2

FORS2 est un spectro-imageur opérant dans le visible et le proche UV entre 330 et 1100 nm, composé d'une mosaïque de 2 détecteurs CCD de  $2048 \times 4096$  pixels donnant un champ de vue de  $6'.8 \times 6'.8$  et une résolution de  $0'.250/\text{pixel}$ . Nous avons utilisé FORS2 en mode imageur dans les filtres *U* ( $361 \pm 50 \text{ nm}$ ), *B* ( $437 \pm 102 \text{ nm}$ ), *V* ( $555 \pm 123 \text{ nm}$ ), *R* ( $655 \pm 165 \text{ nm}$ ) et *I* ( $768 \pm 138 \text{ nm}$ ).

## 4.2.3 Traitement des données optique et infrarouge

### Photométrie

Les images brutes obtenues par les détecteurs CCD sont entachées de plusieurs imperfections instrumentales qu'il faut corriger avant l'analyse. La première étape consiste à soustraire le courant d'obscurité (*dark* en anglais), qui est un flux additionnel créé par l'agitation thermique des électrons. Pour ce faire, on effectue une pose dans l'obscurité totale pendant le même

temps que l'image à corriger. On obtient ainsi une image produite par le courant d'obscurité qui peut être soustraite à l'image brute.

Les images brutes sont aussi contaminées par le courant de précharge (*bias* en anglais), c'est-à-dire le signal contenu dans une pose de zéro seconde. En pratique, on soustrait donc une image obtenue avec un temps de pose le plus petit possible.

Il reste ensuite à corriger des défauts d'uniformité de l'image causées par le vignettage, les poussières sur l'optique et les différences de sensibilité entre les pixels. La procédure consiste à obtenir une plage de lumière uniforme (*flatfield* en anglais) en observant le dôme du télescope éclairé par une lumière blanche (on parle de *dome flat*) ou en observant le ciel crépusculaire (on parle alors de *sky flat*). Les images issues des étapes précédentes sont alors divisées par cette plage de lumière uniforme, elle-même corrigée du courant d'obscurité et du courant de précharge. L'équation 4.3 résume la procédure complète :

$$\text{image corrigée} = \frac{\text{image brute} - \text{dark} - \text{bias}}{\text{flatfield} - \text{dark} - \text{bias}} \quad (4.3)$$

Une fois ces corrections effectuées, les images acquises en optique peuvent être analysées. Les images dans l'infrarouge doivent par contre être corrigées du fond du ciel car le niveau d'émission de celui-ci est très élevé et variable dans ce domaine de longueur d'onde. Pour ce faire, on crée une carte du fond du ciel en combinant plusieurs images décalées les unes par rapport aux autres pour les étalonner au même niveau médian. Cette carte est ensuite soustraite à chacune des images. Ces dernières sont finalement alignées puis combinées pour obtenir une image finale avec un bon rapport signal sur bruit.

Une fois la source cible identifiée sur l'image, on peut ensuite mesurer son flux instrumental. Si le champ est suffisamment dégagé on peut calculer le flux par simple photométrie d'ouverture. Cette technique consiste à mesurer le flux de la source à travers une ouverture circulaire de rayon  $r_{\text{int}}$ , et à lui soustraire la valeur du fond, mesurée dans une couronne autour de la source, de rayon intérieur  $r_{\text{int}}$  et extérieur  $r_{\text{ext}}$ .

Si il existe de nombreux objets dans le champ, il est donc courant que la source cible soit « mélangée » avec d'autres sources. Pour démêler les contributions individuelles et déterminer leur flux, on utilise la technique de reconstruction de la PSF de l'image. Cette procédure consiste à sélectionner sur l'image un ensemble de sources ponctuelles, suffisamment brillantes et isolées, que l'on combine pour obtenir une estimation de la PSF. On mesure ensuite le flux de notre source en lui ajustant le modèle de PSF.

La dernière étape consiste à transformer le flux instrumental obtenu en flux physique. C'est la raison pour laquelle, parallèlement aux observations du champ de la source cible, il faut observer dans les mêmes conditions plusieurs étoiles standards dont le flux physique dans le filtre considéré est constant et connu avec une bonne précision. Elles permettront d'étalonner le flux instrumental de la source cible en résolvant un système d'équations comme celui-ci (exemple pour les filtres  $J$ ,  $H$  et  $K$ ) :

$$\begin{aligned} M_J &= Z_J + m_J - \text{ext}_J \times \alpha_J + k_J \times (J - H) \\ M_H &= Z_H + m_H - \text{ext}_H \times \alpha_H + k_H \times (H - K) \\ M_K &= Z_K + m_K - \text{ext}_K \times \alpha_K + k_K \times (J - K) \end{aligned}$$

où  $M$  est la magnitude apparente,  $m$  la magnitude instrumentale,  $\alpha$  la masse d'air et  $Z$ ,  $ext$ , et  $k$ , le point zéro, l'extinction et le terme de couleur qui sont les inconnues. Il faut donc observer au minimum trois étoiles standards dans chaque filtre pour pouvoir résoudre complètement ce système. Une fois les trois inconnues déterminées, on peut utiliser ce même système pour convertir les magnitudes instrumentales de la source en magnitudes absolues.

On peut ensuite convertir ces magnitudes absolues en unité de mesure de flux plus adéquat (comme le Jy), pour pouvoir comparer l'émission de la source dans différents domaines de longueur d'onde. Cependant, le rayonnement optique et infrarouge des sources étudiées étant absorbé par le milieu interstellaire, il est nécessaire, au préalable, de corriger les magnitudes absolues par l'absorption,  $A_\lambda$ , exprimée en magnitude. Cette dernière, qui dépend de la longueur d'onde, est, par commodité, exprimée en fonction de l'absorption dans la bande  $V$ ,  $A_V$ , par la relation suivante :

$$A_\lambda = A_V \times g(\lambda) \quad (4.4)$$

où  $g$  est la fonction chromatique d'extinction interstellaire. Plusieurs auteurs ont estimé cette fonction pour des longueurs d'ondes allant de l'ultraviolet à l'infrarouge moyen. Pour notre étude, nous avons utilisé la loi empirique de [Cardelli et al. \(1989\)](#) qui correspond à la valeur moyenne obtenue pour un milieu interstellaire diffus en direction du plan Galactique. Pour déterminer l'extinction dans chaque bande à l'aide de cette loi d'extinction, il faut d'abord connaître l'extinction optique de la source considérée. Pour notre étude de GX 339-4 nous avons utilisé l'estimation de [Zdziarski et al. \(1998\)](#) :  $A_{V_{GX339-4}} = 3.7 \pm 0.2$ .

Une fois déterminée l'extinction dans chaque filtre, on convertit les magnitudes absolues en flux non absorbés,  $F_\lambda$  avec la relation suivante :

$$F_\lambda = 10^{(A_\lambda - M)/2.5} F_{0_\lambda} \quad (4.5)$$

où  $F_{0_\lambda}$  est le flux de la magnitude zéro dans le filtre considéré. Ce flux zéro est, dans le meilleur des cas, déterminé expérimentalement par l'équipe technique du télescope. Sinon, il peut être estimé à l'aide d'une recherche bibliographique de plusieurs semaines pour retrouver les caractéristiques du système photométrique standard à partir duquel les filtres ont été étalonnés.

## 4.3 SATELLITE DE HAUTES ÉNERGIES

### 4.3.1 Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE)

Le satellite *RXTE*<sup>7</sup> de la NASA, fut lancé en orbite basse le 30 décembre 1995. Initialement conçu pour étudier la variabilité rapide des sources X, il possède une excellente résolution temporelle ( $\sim 1\mu s$ ) et une résolution spectrale modérée couvrant une bande d'énergie de 2 à 250 keV. Le satellite embarque à son bord trois instruments :

**All Sky Monitor (ASM) :** Le moniteur ASM a pour mission de scanner environ 80% du ciel toutes les 90 minutes dans la bande d'énergie 1.2-12 keV. Il mesure l'évolution temporelle de l'intensité des  $\sim 50$  sources X les plus brillantes toutes les 90 minutes et d'environ 25 sources X transitoires tous les jours. Sa résolution spatiale est de  $3' \times 15'$  (largeur à

7. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/XTE.html>



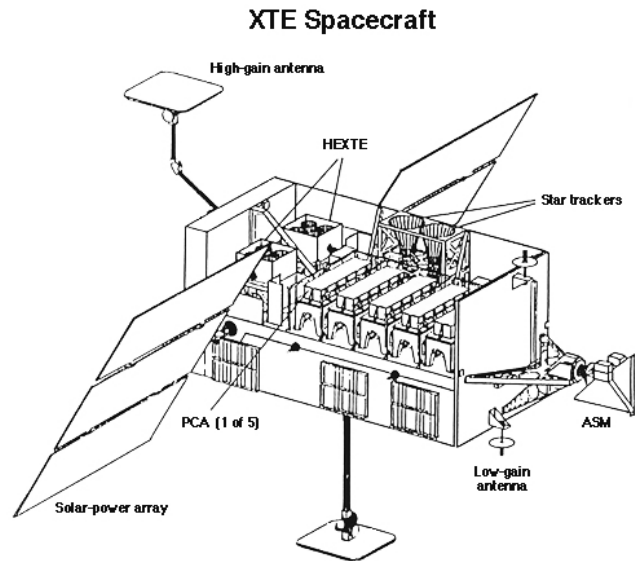


FIGURE 4.5 – Vue d'ensemble du satellite RXTE

mi-hauteur) et sa surface collectrice totale de  $90 \text{ cm}^2$ . Il possède une sensibilité de 30 mCrab et une résolution temporelle de 540s.

**Proportional Counter Array (PCA) :** Le PCA est un collimateur couvrant une région du ciel de  $\sim 1^\circ$ . Il est constitué de cinq détecteurs xénon co-alignés, appelés compteurs proportionnels (*Proportional Counter Units*, PCUs) de  $6500 \text{ cm}^2$  de surface collectrice totale. Chaque PCU est constitué de plusieurs couches de propane et de xénon-méthane. Le PCA est sensible aux photons d'énergie comprise entre 2 et 60 keV, mais atteint sa sensibilité maximale dans la bande d'énergie 2-25 keV. Il possède une résolution spectrale ( $\Delta E/E$ ) de 18% à 6 keV. Sa sensibilité est de 0.1 mCrab et sa résolution temporelle de  $1 \mu\text{s}$ , ce qui en fait un instrument idéal pour l'étude des sources à variations rapides.

**High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE) :** HEXTE est constitué de deux modules indépendants contenant chacun quatre détecteurs à scintillation. Une des particularités de cet instrument, est la capacité des modules de « basculer » dans deux directions orthogonales (cf figure 4.6). Ce système permet une mesure du bruit de fond à 1.5 ou 3 degrés de la source, toutes les 16 à 128 secondes. HEXTE est sensible à la bande d'énergie 15-250 keV avec une résolution spectrale de 15% à 60 keV pour une sensibilité de 1 mCrab. et une résolution temporelle de  $8 \mu\text{s}$ . HEXTE est également un collimateur et possède la même résolution spatiale que le PCA.

Pour chaque observation PCA et HEXTE, les données sont collectés en mode dit **STANDARD**, en plus des modes sélectionnés par l'observateur. Le PCA possède deux modes standards : le premier (**STANDARD 1**) propose une résolution temporelle de 0.125 s mais ne fournit pas d'information sur la distribution énergétique du signal. Il est donc dédié à l'étude de la variabilité temporelle rapide. Le second (**STANDARD 2**) possède une résolution temporelle de 16 s et 129 canaux d'énergie couvrant la totalité des détecteurs PCA. Ce dernier est donc dédié à l'analyse spectrale. HEXTE ne possède qu'un seul mode standard, le mode **ARCHIVE** : il offre une résolution temporelle de 16 s et possède également 129 canaux d'énergie. Cette produc-

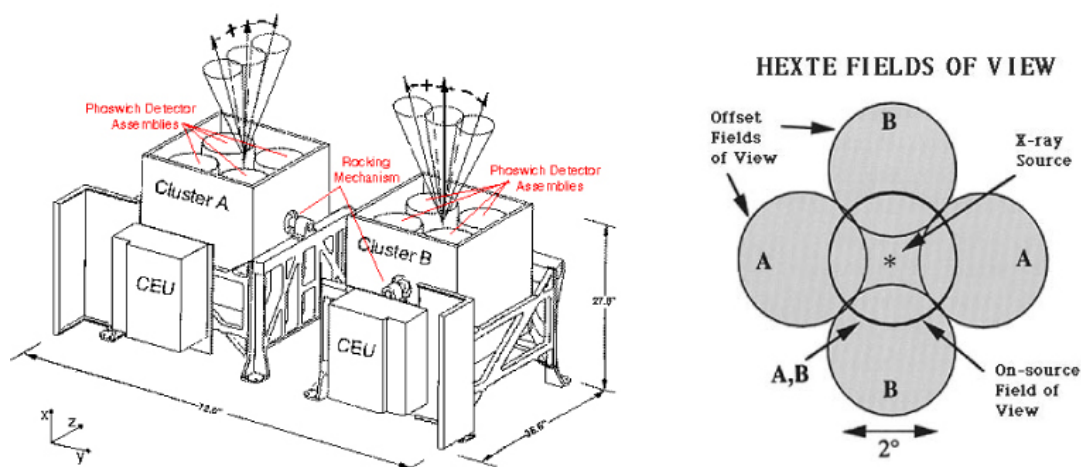


FIGURE 4.6 – Schéma explicatif du principe de balancement des détecteurs de HEXTE.

tion standard permet la constitution d'une base de données continue et cohérente à mesure que les données deviennent publiques. Pour les observations présentées dans cette thèse, nous avons uniquement utilisé les modes standards des deux instruments.

### 4.3.2 Traitement des données RXTE

Les données X du satellite *RXTE* ont été traitées à l'aide de la suite de logiciels *HEASOFT*. Cette suite contient les outils nécessaires à la réduction des données brutes ainsi qu'à l'analyse spectrale et temporelle une fois les données réduites.

#### *Réduction des données PCA*

La réduction des données PCA commence par la détermination de l'intervalle de temps d'observation pour lequel les données vont être extraites. En effet, plusieurs paramètres concernant les conditions de vols et le fonctionnement des instruments pendant l'observation, sont stockées dans un fichier que l'on utilise pour discriminer le temps d'observation pendant lequel des perturbations ou des dysfonctionnements aurait pu altérer la qualité des données recueillies. Il est en particulier important de déterminer le cas échéant :

- *Le nombre de PCUs allumés* : Certains PCUs peuvent être éteints pour dysfonctionnement, il est donc important de réduire séparément les périodes où le nombre de PCUs allumés est différent car la matrice de réponse que l'on crée par la suite diffère selon le nombre de détecteurs.
- *L'occultation Terrestre* : Il est nécessaire d'éliminer le temps d'observation où la Terre est proche de la ligne de visée de la source. On exclut, typiquement, les périodes où l'élévation de la Terre par rapport à la source est inférieure à  $10^\circ$ . En effet, certains effets dus à l'émission X de la Terre ont été constatés pour une élévation de l'ordre de  $5^\circ$ .
- *La stabilité du pointage* : Cette stabilité peut varier assez régulièrement sur des échelles de l'ordre de  $10^{-3}$  degrés, et, bien que mineure, ces variations peuvent affecter l'analyse des

données. Elles sont principalement dues aux mouvement de balancement de *HEXTE*. Nous excluons donc les instants où l'offset est inférieur à 0.02.

- *Le passage à l'Anomalie Sud-Atlantique (SAA)* : Cette anomalie est une région au-dessus de l'Atlantique Sud, où la ceinture intérieure de Van Allen, contenant une forte densité des particules chargées, est particulièrement proche de la surface de la Terre. Elle constitue donc une zone de perturbation, où le bruit de fond augmente considérablement. Durant le passage à l'anomalie, tous les PCUs sont éteints. On élimine donc une période de 30 minutes entourant le pic du passage à la SAA.

Cet ensemble de critères permet, à l'aide de la procédure *maketime*, de créer un fichier GTI (Good Time Interval) qui sera utilisé pour filtrer les données à chaque extraction de spectre ou de courbe de lumière.

On extrait ensuite une courbe de lumière et un spectre des données, avec l'outil *saextrct*. La courbe de lumière nous permet de déterminer quel type de modèle de bruit de fond nous devons appliquer. Il n'y a effectivement pas de mesure directe du fond pour l'instrument PCA, on utilise à la place un modèle développé par l'équipe responsable du PCA et qui tient compte des paramètres suivant :

- L'environnement local de particules.
- La radioactivité induite du satellite.
- Le rayonnement cosmique de fond en X.

En générale, ces composantes varient dans le temps, il est donc nécessaire de les paramétrer. Ceci est effectué en ajustant les paramètres à un ensemble d'observations dédiées à une zone vide du ciel. Une fois le bon ajustement obtenu, cette même paramétrisation peut-être appliquée à d'autres observations. Le modèle de fond se décline en deux versions, une pour les sources dites « brillantes » et l'autre pour les sources dites « faibles ». Le modèle brillant est plus approprié pour des sources dont le flux est supérieure à 40 coups/s/PCU.

À l'aide des outils *pcabackest* et *saextrct*, on crée ensuite un spectre et une courbe de lumière du bruit de fond correspondant aux conditions d'observations, que l'on pourra ensuite soustraire aux données.

L'étape suivante consiste à créer la matrice de réponse de l'instrument. Cette réponse est divisée en deux parties : le fichier de réponse auxiliaire (ARF), qui tient compte de la fenêtre du détecteur et de la réponse du collimateur ; et la fonction matricielle de redistribution (RMF), qui prend en compte la redistribution de l'énergie des photons à travers les différents canaux. Le produit de ces deux composantes correspond à la réponse (RSP) de l'instrument. Cette matrice de réponse est créée par la procédure *pcarsp*, puis est utilisée par le logiciel d'analyse spectral *xspec* pour effectuer, entre autre, la conversion des canaux en énergie.

### *Réduction des données HEXTE*

La réduction de donnée *HEXTE*, débute par la séparation des mesures du fond et de la source. Nous avons vu en effet que chaque ensemble de détecteurs de *HEXTE* effectue un mouvement de balancier, pour mesurer alternativement la source, puis le fond. Il est donc nécessaire en premier lieu de séparer les données provenant de la source et celles du fond. Sachant que les deux ensembles se déplacent sur des axes perpendiculaires l'un à l'autre, nous devons traiter séparément leur données que nous additionnerons par la suite. La procédure de séparation

s'effectue à l'aide de l'outil *hxtback*, qui produit dans le même un temps un fichier GTI spécifiant précisément les intervalles de temps « on » et « off-source ».

La seconde étape consiste à corriger les données du temps mort pendant lequel les détecteurs sont en mouvement entre deux position « on » et « off ». Ce temps mort est calculé à l'aide de diverses données instrumentales. Cette étape est essentielle à la bonne qualité des données, car ce temps est relativement long et pourrait induire des erreurs importantes dans l'estimation du bruit de fond et donc dans le spectre soustrait. La procédure *hxtdead* réalise cette étape.

L'extraction finale des spectres (source et fond) s'effectue en filtrant une dernière fois les données à l'aide du même fichier GTI que celui utilisé pour PCA et relatif aux conditions de vols (passage à la SAA etc.). La réduction se termine, tout comme PCA, par la création de la matrice de réponse de l'instrument (procédure *hxtresp*).

Compte tenu de la quantité d'observations à traiter, de la longueur de ces opérations et de leur aspect particulièrement répétitif, nous les avons automatisées par l'écriture d'un programme en langage *csh* incluant une interaction de l'utilisateur pour l'estimation du modèle de fond à utiliser. Ce script effectue toutes les opérations précédemment citée et fournit un spectre prêt à être analyser.

### Analyse spectrale

Une fois les données réduites, nous utilisons le logiciel d'analyse spectral *xSPEC* pour effectuer l'ajustement statistique des données à l'aide de modèles de processus radiatifs. La qualité des ajustements est ensuite estimée à partir de la statistique du  $\chi^2$ .

Étant donné la nature des systèmes que nous étudions, nous avons utilisé principalement les trois modèles suivants :

**powerlaw** : Une loi de puissance servant à modéliser l'émission du flot central :

$$f(E) = K(E/1 \text{ keV})^{-\Gamma} \quad (4.6)$$

où  $\Gamma$  est l'indice de photon de la loi de puissance (sans dimensions), et  $K$  la constante de normalisation (en photons  $\text{keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Si nécessaire, une coupure exponentielle de la loi de puissance, a été rajoutée (*cutoffpl*).

**diskbb** : Un modèle de disque d'accrétion multicolore (Mitsuda et al. 1984). Ce modèle n'a été utilisé que pour les observations à haut flux. En effet, les données *RXTE* exploitables se situent globalement dans une bande d'énergie comprise entre 3 et 200 keV. Sachant que la température interne typique d'un disque en phase d'activité est de l'ordre de 1 keV, seule une faible partie de l'émission contribue au domaine d'énergie que nous traitons. Il est donc nécessaire d'ajouter cette composante uniquement quand la luminosité du disque est significative, à savoir lorsque la source commence à sortir de l'état dur. Ce modèle est décrit par l'expression suivante :

$$f(E) = \frac{8\pi R_{in}^2 \cos \theta}{3D^2} \int_{T_{out}}^{T_{in}} \left( \frac{T}{T_{in}} \right)^{-\frac{11}{3}} B(E, T) \frac{dT}{T_{in}} \quad (4.7)$$

où  $R_{in}$  et  $R_{out}$  sont les limites internes et externes du disque,  $D$  la distance de la source,  $\theta$  l'angle d'inclinaison du disque par rapport à la ligne de visée,  $T_{in}$  et  $T_{out}$  la température

au bord interne et externe du disque, et  $B(E, T)$  la distribution de Planck d'un corps noir.

**gaussian** : Fonction gaussienne servant à modéliser une raie d'absorption ou d'émission :

$$f(E) = \frac{K}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-E_{pic})^2}{2\sigma^2}} \quad (4.8)$$

avec  $E_{pic}$  l'énergie du pic d'émission (keV),  $\sigma$  la largeur de la raie (en keV), et  $K$  le nombre total de photons/cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> dans la raie. Nous avons essentiellement utilisé de modèle pour ajuster la raie d'ionisation  $K\alpha$  du fer autour de 6.4 keV.

**wabs** : Un modèle d'absorption photo-électrique utilisant la section efficace de Wisconsin ([Morrison et McCammon 1983](#)) pour modéliser l'absorption interstellaire sur la ligne de visée :

$$f(E) = e^{-N_H \sigma(E)} \quad (4.9)$$

où  $\sigma(E)$  est la section efficace photo-électrique d'absorption et  $N_H$  la densité de colonne d'hydrogène équivalente (en atomes cm<sup>-2</sup>).



DEUXIÈME PARTIE

**DE LA NATURE DU FLOT CENTRAL À LA  
PHYSIQUE DES JETS**





# ÉTUDE DES CONNEXIONS DISQUE - FLOT CENTRAL - BASE DU JET DANS GX 339-4

# 5

## SOMMAIRE

5.1	BIOGRAPHIE DE GX 339-4	93
5.2	OBSERVATIONS	95
5.2.1	Optique et infrarouge	95
5.2.2	Rayons X	95
5.3	ÉTUDES DES CORRÉLATIONS OIR-X	97
5.3.1	Corrélation infrarouge - X	97
5.3.2	Corrélation Optique - X	100
5.3.3	Traces parallèles dans l'état dur	102
5.4	DISCUSSION ET INTERPRÉTATION	102
5.4.1	Fréquence de coupure et nature de l'émission X durs	103
5.4.2	Irradiation des zones externes du disque d'accrétion	107
5.5	OBSERVATIONS VLT OPTIQUE-IR ET MESURES POLARIMÉTRIQUES	111
5.5.1	Photométrie et SED radio-IR-optique	111
5.5.2	Mesure de polarisation en proche infrarouge	115
	CONCLUSION	118

DANS ce chapitre nous présentons les résultats d'une étude infrarouge, optique et X du microquasar GX 339-4, visant à caractériser les connexions existantes entre les zones externes du disque d'accrétion, le flot central et les jets compacts.

GX 339-4 a été l'une des sources les plus actives ces dix dernières années et a peu à peu acquis le statut de microquasar de référence de part son comportement « stable » et récurrent. Nous présentons ici l'évolution simultanée des émissions infrarouge, optique et X de cette source sur une période de cinq ans durant laquelle elle exhiba trois sursauts majeurs. Cette étude nous a permis d'apporter de nouvelles contraintes sur la nature du flot central, la position et l'évolution de la fréquence de coupure des jets compacts et l'influence de l'irradiation

des zones externes du disque. Les travaux présentés dans cette première partie du chapitre ont fait l'objet d'une publication ([Coriat et al. 2009](#)) qu'on pourra trouver en annexe.

Nous terminerons ce chapitre en présentant les résultats préliminaires d'observations optique et infrarouge que nous avons conduites avec les instruments ISAAC et FORS du *Very Large Telescope*. Ces observations visaient à étudier la polarisation de l'émission infrarouge des jets et à étudier plus en détail la position et l'évolution de la fréquence de coupure des jets. L'article présentant ces résultats est en cours de préparation.

## 5.1 BIOGRAPHIE DE GX 339-4

GX 339-4 a été découverte en 1973 (Markert et al. 1973a;b) à l'aide du satellite américain *OSO-7* dédié à l'observation du Soleil. À l'époque, aucune modulation périodique de signal émis par cette source n'était détectée, et sa variabilité plus importante que toute autre source X était un mystère. Les premières indications sur sa nature furent révélées en 1979 (Samimi et al. 1979), sous la forme de similitudes avec Cygnus X-1, déjà identifié comme trou noir stellaire.

Aucune identification de l'étoile compagnon de GX 339-4 n'a été réussie à ce jour, ce qui a particulièrement compliqué la détermination de la période orbitale et donc la nature de l'objet compact. Ce n'est qu'en 2003 que cette période orbitale fut estimée grâce à l'étude de la raie d'émission de l'azote deux fois ionisé (N III). Des variations de vitesse de plus de  $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  ont pu être observées en une seule nuit. La période orbitale ainsi déduite est de 1.76 jours (Hynes et al. 2003), en désaccord avec d'autres mesures qui pointaient en 1992 une période de 14.8 heures (Callanan et al. 1992). Les mesures de 1992 s'étaient avérées incohérentes par la suite, la fonction de masse déduite étant trop faible ( $2 \times 10^{-4} M_{\odot}$ ) pour correspondre à un système binaire ordinaire (Buxton et Vennes 2003). La fonction de masse finalement obtenue en 2003 donne une limite inférieure à la masse de l'objet compact de  $5.8 \pm 0.5 M_{\odot}$  confirmant sa nature de trou noir. La distance à laquelle se situe GX 339-4 est très mal connue. Tout au plus a-t-on une limite inférieure de 6 kpc (Hynes et al. 2004) pour une valeur préférée à 8 kpc environ (Zdziarski et al. 2004).

GX 339-4 a été l'une des binaires X à trou noir les plus actives de cette dernière décennie. La figure 5.1 présente les courbes de lumières *RXTE/ASM* (X mous), et *Swift/BAT* (X durs) de GX 339-4 entre 1996 et 2010. Au cours de cette période, la source a effectué cinq sursauts majeurs séparés par des périodes de repos ou d'activité plus faible.

Le premier sursaut, 1998/99, a été moins couvert que les autres par les instruments *PCA* et *HEXTE*, mais c'est à partir des données de la décroissance de ce sursaut que fut établie la première corrélation radio/X par Corbel et al. (2003).

Le second sursaut, un des plus lumineux observé sur cette période, débuta en 2002 et prit fin en 2003 (Miller et al. 2004, Belloni et al. 2005, Homan et al. 2005a). Lors de la transition vers l'état intermédiaire mou, un puissant flare radio fut détecté (Fender et al. 2002) qui entraîna par la suite la formation d'un jet large relativiste (Gallo et al. 2004).

GX 339-4 entra dans un troisième sursaut en 2004 et revint en quiescence au cours de l'année 2005 (Belloni et al. 2006, Miller et al. 2006a, Joinet et al. 2007). Les données radio/X obtenues pendant cette période ont révélé une variation significative de la normalisation dans la corrélation radio/X. Comme nous le verrons au chapitre 7, ce comportement en apparence bi-modal fût la première indication d'une dispersion intrinsèque dans la corrélation, probablement liée aux pertes énergétiques le long des jets. Le sursaut 2004 fût suivi par un autre, mineur, en 2006, au cours duquel la source se maintint dans l'état dur.

En 2007, débuta un nouveau sursaut majeur (Tomsick et al. 2008, Del Santo et al. 2009) de luminosité comparable à celui de 2002. Pendant l'état dur initial, Miller et al. (2008) signalent la détection, dans le spectre X, d'une raie d'émission du fer élargie par effet relativiste. Leur résultat indiquerait que le spin du trou noir serait proche de la valeur maximale. La validité de ce résultat est toutefois fortement critiqué aujourd'hui. Après le retour à l'état dur pendant la phase finale de ce sursaut, le flux X de la source, initialement décroissant, a de nouveau

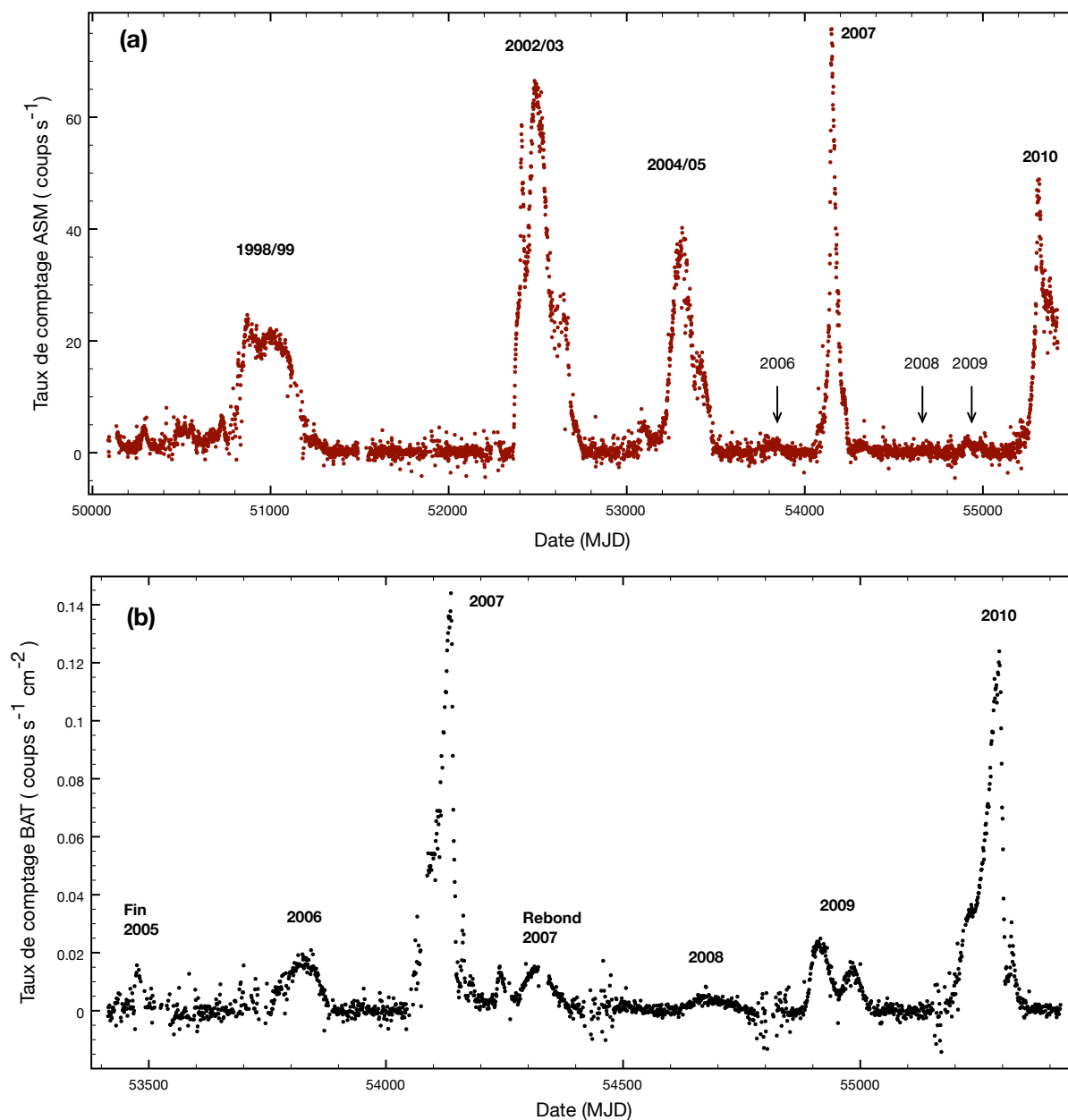


FIGURE 5.1 – (a) : Courbe de lumière RXTE/ASM (X mous : 1.5-12 keV) de GX 339-4 de 1996 à 2010. Les principaux sursauts pour lesquels le cycle complet des états X a été observé sont indiqués par leur période en gras. Les sursauts mineurs pour lesquels GX 339-4 est resté dans l'état dur sont indiqués par les flèches et ne sont pas réellement discernables avec ASM. (b) : Courbe de lumière Swift/BAT (X durs : 15-50 keV) de GX 339-4 de 2005 à 2010. Les sursauts sont identifiés par leur période. On voit que les sursauts mineurs 2006, 2008 et 2009 sont nettement plus visibles en X durs. On note également qu'après le retour à l'état dur lors de la décroissance du sursaut 2007, le flux de la source a augmenté de nouveau pendant quelques semaines en restant dans l'état dur (indiqué « Rebond 2007 » sur la figure).

augmenté durant quelques semaines avant de retourner à l'état quiescent. Par la suite, nous désignerons cette phase « rebond 2007 ».

Dans les deux années qui suivirent le sursaut 2007, GX 339-4 entra dans deux sursauts mineurs en 2008 et 2009 (Russell et al. 2008, Kong 2008, Ueda 2009, Still et al. 2009). Tout comme en 2006, la source resta dans l'état dur au cours de ces deux phases d'activité mineures.

Finalement, un nouveau sursaut majeur a débuté en 2010 (Yamaoka et al. 2010, Tomsick 2010, Corbel et al. 2010, Prat et al. 2010). À l'heure où ces lignes sont écrites GX 339-4 se trouve dans l'état mou.

Dans la suite du chapitre, nous nous référerons aux différents sursauts par leur année de départ, i.e. 1998, 2002, 2004, 2006, 2007, 2008, 2009 et 2010.

## 5.2 OBSERVATIONS

### 5.2.1 Optique et infrarouge

Entre le 22 janvier 2002 et le 2 octobre 2007 (MJD 52296 - 54375), approximativement 840 observations optique et infrarouge de GX 339-4 ont été effectuées avec le télescope SMARTS 1.3 m. Dans les travaux présentés ici, nous utilisons les données issues des filtres V et I pour le visible, et J et H pour l'infrarouge proche. Les courbes de lumière correspondantes sont présentées sur la figure 5.2b. Les magnitudes observées ont été converties en densité de flux, en utilisant la loi d'extinction de Cardelli, Clayton et Mathis (1989) avec une extinction optique  $A_V = 3.7 \pm 0.2$  (Zdziarski et al. 1998). Les incertitudes sur les densités de flux prennent en compte l'erreur sur l'extinction optique qui s'est avérée dominante sur les autres sources d'erreur.

### 5.2.2 Rayons X

Les observations X de GX 339-4 présentées dans cette thèse ont été conduites à l'aide du satellite *RXTE*. Nous avons analysé la quasi-totalité des données publiques disponibles entre le 3 février 1997 et le 3 juin 2010 (MJD 50482 - 55350), correspondant à un total de 1108 observations. Les données ont été réduites à l'aide de la version 6.8 des *HEASOFT* et selon la procédure standard décrite au chapitre 4.

#### *Analyse spectrale et classification des états*

Pour chaque observation, les spectres PCA (3–25 keV) et HEXTE (20–150 keV) ont été analysés simultanément à l'aide du logiciel XSPEC V12.5.1n. Nous avons appliqué une constante de normalisation pouvant varier librement pour tenir compte des différences de calibration entre les deux instruments. Pour ajuster les spectres, nous avons utilisé diverses combinaisons des modèles suivants : une loi de puissance avec (si nécessaire) coupure exponentielle (*powerlaw* ou *cutoffpl*), un modèle de corps noir de disque d'accrétion (*diskbb*), une raie d'émission gaussienne d'énergie comprise entre 6 et 7 keV (*gaussian*), un seuil d'absorption élargi (*smedge*) et un modèle d'absorption photoélectrique (*wabs*). La densité de colonne d'hydrogène  $N_H$  a été fixée à  $5 \times 10^{21}$  atomes  $\text{cm}^{-2}$  (Kong et al. 2000). À plus bas flux, quand GX 339-4 n'était pas significativement détectée par HEXTE, nous n'avons ajusté que les données

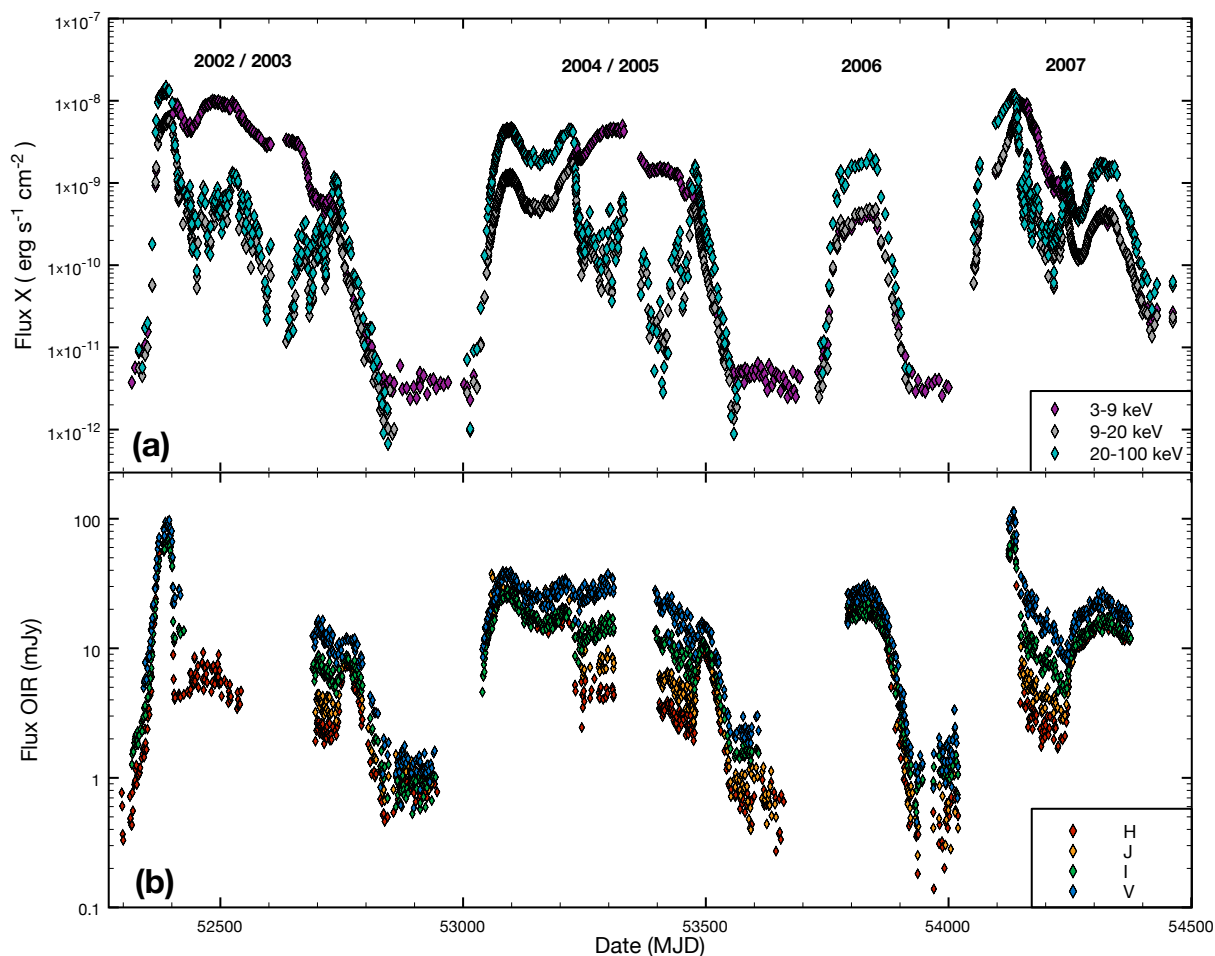


FIGURE 5.2 – (a) : Courbes de lumière X mous (3-9 keV) et X durs (9-20 et 20-100 keV) de GX 339-4 sur la période 2002-2007. Les données sont issues des instruments PCA et HEXTE du satellite RXTE. (b) : Courbes de lumière proche infrarouge (bandes H et J) et optiques (bandes I et V) pour la même période. Les données sont issues du télescope SMART 1.3m.

PCA. Nous avons ensuite estimé les flux non-absorbés dans les bandes d'énergie 3–9, 9–20 et 20–100 keV.

Nous classons finalement les observations dans les divers états spectraux (dur, intermédiaires et mou) en utilisant les dates de transition fournies par les études de variabilité rapide précédemment publiées (e.g. Belloni et al. 2005; Smith, Homan et Bezayiff 2005; Belloni et al. 2006, Kalemci et al. 2007, Del Santo et al. 2009). Quand ces dates n'étaient pas disponibles, nous avons déterminé l'état X des observations en nous basant sur l'indice de photon de la loi de puissance et l'évolution du rapport de dureté.

Dans ce chapitre nous n'utilisons que les observations X de la période 2002-2007 couverte par nos données optique-infrarouge (OIR). Les courbes de lumières 3-9, 9-20 et 20-100 keV correspondant à cette période sont présentées sur la figure 5.2a. Le reste des observations X sera discuté au chapitre 7.

### Émission X diffuse du plan Galactique

Lorsque le flux de la source est faible ( $\lesssim 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  typiquement), l'émission X diffuse du plan Galactique (*Galactic ridge emission*, Valinia et Marshall 1998) commence à contaminer significativement les données du PCA qui possède un champ de vue de  $1^\circ$ . Pour soustraire cette contribution, nous avons utilisé des observations quasi-simultanées des satellites *Chandra* et *RXTE/PCA* prises en MJD 52911, lorsque GX 339-4 se trouvait en état quiescent (Gallo, Fender et Corbel 2003a). Le satellite *Chandra* est un imageur de haute résolution spatiale. Il permet donc d'estimer le flux de la source en minimisant la contribution de l'émission X Galactique. Nous avons combiné les spectres des sept observations PCA effectuées ce jour-là pour en extraire le flux 3–9 keV moyen. En soustrayant à ce dernier le flux mesuré par *Chandra*, nous avons obtenu une estimation du flux 3–9 keV de l'émission X Galactique :  $F_{GR} = (4.2 \pm 0.5) \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Cette contribution a finalement été soustraite à tous les flux PCA dans la bande 3–9 keV.

Pour vérifier si une simple soustraction de flux était appropriée pour corriger de l'émission Galactique, nous avons utilisé le spectre combiné des sept observations PCA comme un spectre additionnel de bruit de fond pour quelques-unes des observations à bas flux de GX 339-4. Nous avons comparé les flux 3–9 keV obtenus par cette méthode avec ceux obtenus par simple soustraction. Nous n'avons pas noté de différences significatives entre les deux méthodes. Par conséquent, nous nous sommes limités à la simple soustraction de flux.

## 5.3 ÉTUDES DES CORRÉLATIONS OIR-X

Les études précédentes de plusieurs trous noirs accrétants (e.g. Jain et al. 2001, Corbel et al. 2001, Corbel et Fender 2002, Buxton et Bailyn 2004, Homan et al. 2005a, Russell et al. 2006) ont permis d'obtenir une vision générale de la distribution spectrale d'énergie pendant l'état dur. Nous avons décrit cette image globale au chapitre 1. Rappelons qu'en principe, le jet compact domine de la radio jusqu'à l'IR, que le disque d'accrétion domine les bandes optiques et UV, et que le flot central domine les X mous et durs. Dans l'état mou, le disque d'accrétion domine de l'infrarouge aux X mous et une composante rayonnant de façon non-thermique domine les X durs.

Dans le but d'étudier les connexions entre le disque d'accrétion, le flot central et les jets, nous représentons les flux infrarouge (bande H) et optique (bande V) en fonction des flux X (3–9 keV) quasi-simultanés ( $\Delta t \leq 1$  jour). Les figures 5.3a,b et 5.5 montrent l'évolution du lien infrarouge-X au cours des quatre sursauts. La figure 5.3a regroupe les données par état X, la figure 5.3b par phase (croissante ou décroissante) de chaque sursaut et la figure 5.5 montre chaque sursaut séparément pour étudier leur comportement respectif. Finalement, l'évolution de la connexion optique-X en fonction de l'état spectral est présentée en figure 5.4.

### 5.3.1 Corrélation infrarouge - X

On distingue nettement sur la figure 5.3a la présence de deux structures distinctes correspondant aux états dur et mou ; l'état intermédiaire apparaît sans surprise comme une connexion entre les deux.

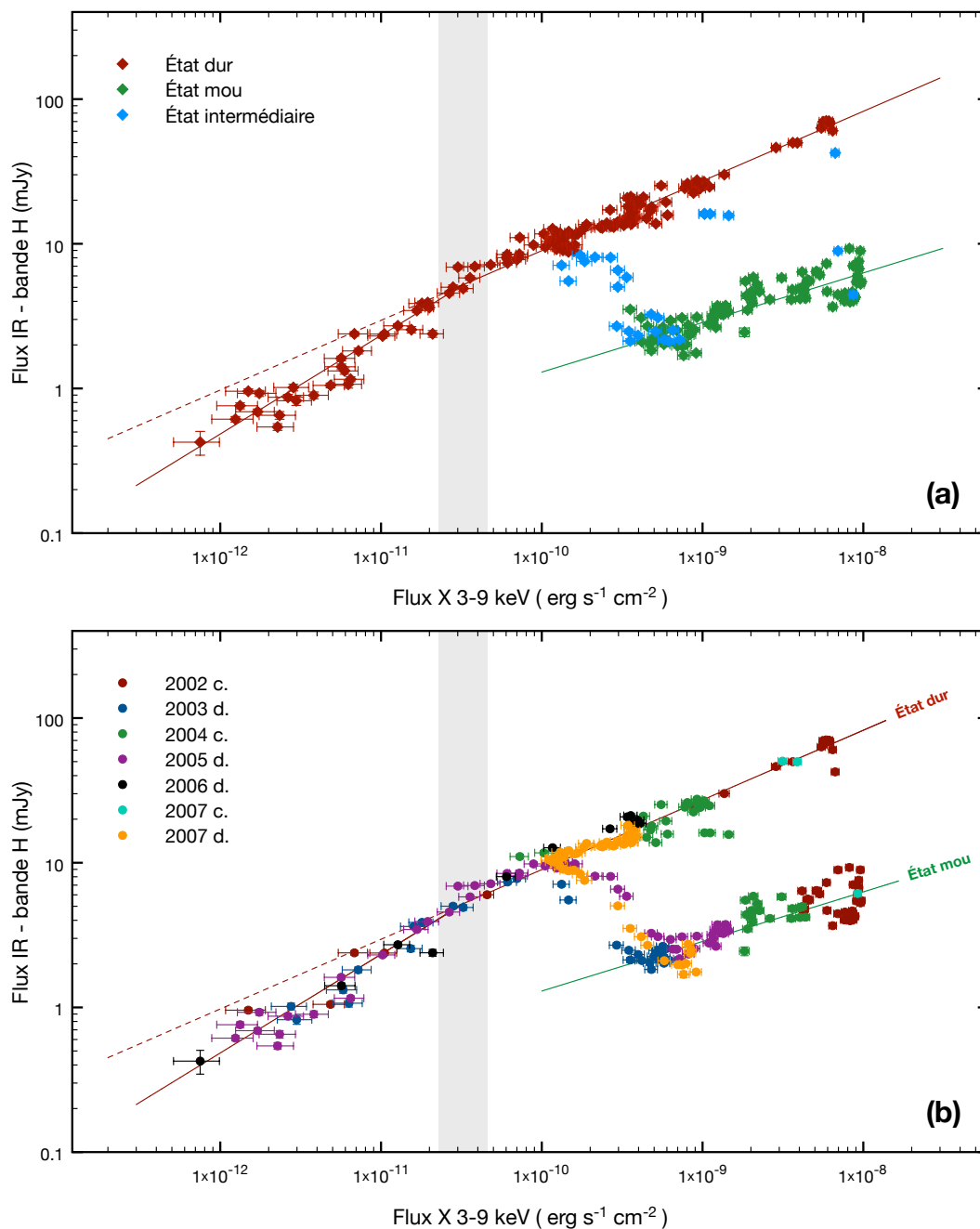


FIGURE 5.3 – (a) : Flux infrarouge dans la bande H en fonction du flux X 3–9 keV au cours des quatre sursauts de la période 2002–2007. Les données sont regroupées selon l'état spectral X. Les couleurs rouge, vert et bleu indiquent respectivement les états dur, mou et intermédiaire. Les lignes continues rouge et verte correspondent respectivement aux ajustements des données de l'état dur et de l'état mou. La zone grisée indique l'intervalle de confiance à 90% du flux X,  $F_{\text{break}}$ , pour lequel la corrélation change de pente. (b) : Identique à la figure (a) mais les données sont groupées selon la phase (croissante ou décroissante) de chaque sursaut.



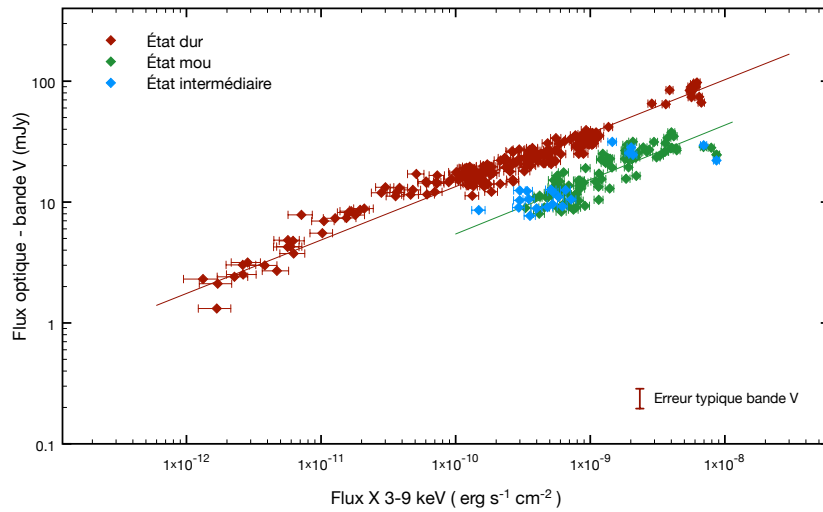


FIGURE 5.4 – Flux optique dans la bande V en fonction du flux X 3–9 keV au cours des quatre sursauts. Les couleurs rouge, vert et bleu indiquent respectivement les états dur, mou et intermédiaire.

### État dur

Dans l'état dur, les émissions IR et X sont fortement corrélées sur plus de quatre ordres de grandeur en flux X. On constate cependant la présence d'une rupture dans la corrélation autour de flux X de l'ordre de  $\sim 3 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Pour tester la signification statistique de cette rupture, nous ajustons les données de l'état dur à l'aide d'une loi de puissance simple et d'une loi de puissance brisée. La loi de puissance brisée améliore la qualité de l'ajustement avec un  $\chi^2$  de 584 (pour 130 degrés de liberté [d.d.l.]) comparé au  $\chi^2$  de 848 (pour 132 d.d.l.) obtenu avec la loi de puissance simple. De plus, les intervalles de confiance à 90% des deux pentes de la loi de puissance brisée,  $b_1$  et  $b_2$ , ne présentent aucun recouvrement ( $0.64 \leq b_1 \leq 0.74$  et  $0.47 \leq b_2 \leq 0.49$ ). Nous effectuons un test de Fisher pour comparer les deux modèles en prenant la loi de puissance simple comme hypothèse nulle. Nous obtenons une probabilité de  $3 \times 10^{-11}$  pour que cette hypothèse soit correcte, ce qui confirme que la rupture est significative. On remarque cependant que les modèles donnent un  $\chi^2$  réduit significativement supérieur à 1. Il existe donc une source intrinsèque de variabilité en dehors de la loi de puissance qui domine les erreurs observationnelles.

La rupture de pente s'effectue pour un flux X  $F_{\text{break}} = (3.3^{+1.6}_{-1.0}) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  dans la bande 3–9 keV. La luminosité bolométrique (3–100 keV) correspondante a une valeur moyenne de  $8.4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ , si l'on suppose une distance  $D = 8 \text{ kpc}$  (Hynes et al. 2004). En unité d'Eddington, cette luminosité de rupture devient  $L_{\text{break}} \sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  pour un trou noir de masse  $M = 5.8 M_{\odot}$  (Hynes et al. 2003).

### État mou

Les émissions IR et X sont également corrélées pendant l'état mou. L'ajustement en loi de puissance donne une pente  $b = 0.34 \pm 0.01$ . Cependant, cette corrélation est plus faible dans l'état mou (coefficient de corrélation : 0.84) que dans l'état dur (coefficients de corrélation : 0.96 et 0.97 pour, respectivement, les parties à basse et haute luminosité). Ces deux corrélations

distinctes reflètent des connexions différentes entre les processus physiques. Ceci n'a a priori rien d'étonnant sachant que les processus physiques sont eux-mêmes différents : le disque d'accrétion domine les X mous et on suppose que les jets compacts sont supprimés.

L'étude de la figure 5.5 souligne la stabilité du comportement de GX 339-4 sur plusieurs sursauts. Le chemin suivi par la source lors d'un sursaut démarre à bas flux le long de la portion basse de la corrélation de l'état dur. Les flux augmentent et la source évolue ensuite sur la partie haute de la corrélation jusqu'à la transition dur-mou. Lors de cette transition, le flux IR chute significativement et la source atteint la corrélation de l'état mou. Elle évolue ensuite de façon plus ou moins aléatoire le long de cette trace, en accord avec les variations d'émission observées durant l'état mou. Les flux IR et X diminuent ensuite jusqu'à la transition mou-dur, pendant laquelle le flux IR augmente à nouveau, ramenant la source sur la corrélation de l'état dur. Les flux décroissent ensuite suivant le même chemin que la phase initiale. Précisons toutefois que la partie basse de la corrélation de l'état dur comporte seulement cinq points appartenant à une phase de croissance (sursaut 2002). On ne peut donc pas exclure que la source suive une corrélation différente lors des phases initiales d'état dur. Il pourrait être important de garder cet aspect à l'esprit lors de futures discussions.

### 5.3.2 Corrélation Optique - X

Les émissions optiques et X montrent elles aussi deux corrélations distinctes pour les états dur et mou, mais on peut noter plusieurs différences par rapport à l'infrarouge. Si l'on ajuste les données de l'état dur avec des lois de puissance simple et brisée comme précédemment, la qualité de l'ajustement n'est pas améliorée par la loi de puissance brisée. On peut en déduire que soit aucune rupture n'est présente, soit celle-ci est trop faible pour être statistiquement significative. On remarque aussi que la chute de luminosité lors de la transition dur - mou est plus faible. Ces différences soulignent que le domaine optique est dominé par une ou plusieurs composantes autres que les jets. Comme suggéré par les études précédentes (voir e.g. van Paradijs et McClintock 1995, Homan et al. 2005a, Russell et al. 2006, et références incluses), l'émission optique est fort probablement dominée par les zones externes du disque d'accrétion, que celles-ci soient chauffées par viscosité ou par irradiation X.

Nous ajustons finalement les données optique-X avec deux lois de puissance simples de pente :  $b = 0.44 \pm 0.04$  et  $b = 0.45 \pm 0.04$  pour les états dur et mou respectivement. Les paramètres des divers ajustements statistiques sont reportés dans la Table 5.1.

TABLE 5.1 – Coefficients résultant des ajustement statistiques à l'aide d'une loi de puissance ( $F_{\text{OIR}} = a F_X^b$ ) et d'une loi de puissance brisée ( $F_{\text{OIR}} = a F_X^{b_1}$  pour  $F_X \leq F_{\text{break}}$  et  $F_{\text{OIR}} = a F_X^{b_2} \times F_{\text{break}}^{b_2-b_1}$  pour  $F_X \geq F_{\text{break}}$ ) des corrélations OIR/X avec  $F_{\text{OIR}}$  en mJy,  $F_X$  en  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  et  $F_{\text{break}} = (3.3 \pm 1.3) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . Les incertitudes correspondent à un niveau de confiance de 90%.

Données	État X	$b$	$b_1$	$b_2$	$a$
H/3–9 keV	Dur	–	$0.68 \pm 0.05$	$0.48 \pm 0.01$	$(0.7^{+2.6}_{-0.5}) \times 10^8$
	Mou	$0.34 \pm 0.01$	–	–	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^3$
V/3–9 keV	Dur	$0.44 \pm 0.01$	–	–	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^5$
	Mou	$0.45 \pm 0.04$	–	–	$(1.7^{+2.4}_{-1.0}) \times 10^5$

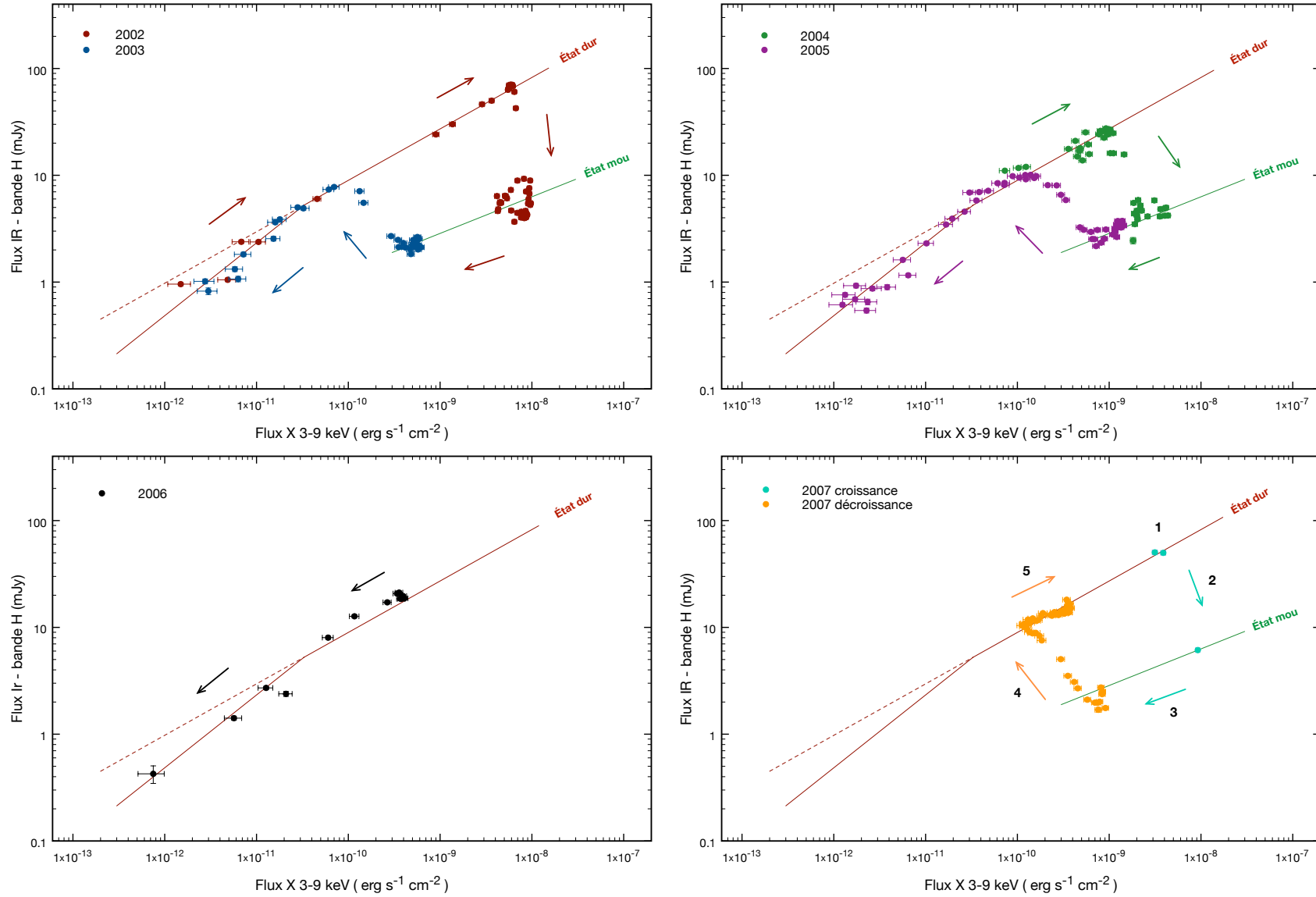


FIGURE 5.5 – Identique à la figure 5.3b, mais les sursauts sont présentés séparément. Les flèches indiquent l'évolution temporelle lors du sursaut.

### 5.3.3 Traces parallèles dans l'état dur

Nous nous référons ici au phénomène signalé par [Russell et al. \(2007\)](#) dans la corrélation infrarouge X de XTE J1550-564 lors de son sursaut 2000 (phénomène appelé « hystéresis » dans cet article). Les auteurs montrent la présence de deux traces de corrélation quasi-parallèles, correspondant respectivement aux phases d'état dur croissant et décroissant d'un même sursaut. D'après les figures 5.3b et 5.5, nous n'observons pas ce phénomène pour GX 339-4. Les phases d'état dur croissant et décroissant des quatre sursauts partagent la même trace de corrélation. Toutefois, il est intéressant de noter que nous observons la présence de variations de normalisation dans la corrélation radio/X de GX 339-4 (cf. chapitre 7). Ceci implique que bien qu'il y ait de fortes indications que les émissions radio et infrarouges de l'état dur proviennent des jets compacts, elles ne semblent cependant pas connectées à l'émission X de la même façon. Nous reviendrons sur ce point au chapitre 7.

## 5.4 DISCUSSION ET INTERPRÉTATION

### *Isoler la connexion jets compacts - flot central*

Pour étudier la connexion entre l'émission IR des jets compacts et l'émission X du flot central, nous avons souhaité déterminer l'influence de la contribution du disque d'accrétion sur les valeurs des pentes de corrélation IR/X de l'état dur.

On se concentre tout d'abord sur la corrélation à haut flux de pente 0.48. On voit clairement sur les figures 5.3 et 5.5 que le rapport du flux du jet sur celui du disque augmente avec le flux X. En effet, plus les transitions état dur vers état mou s'effectuent à flux élevé, plus la diminution du flux IR due à l'extinction des jets est importante. On estime ainsi qu'à l'extrémité haute de la corrélation l'émission du jet représente 95% du flux H total. A l'extrémité basse de la corrélation, on peut utiliser les transitions état mou vers état dur pour déterminer l'augmentation du flux IR due à la re-formation des jets compacts. Nous trouvons que les jets contribuent au minimum à 70% du flux H total une fois le pic d'émission atteint. En soustrayant la contribution du disque aux données situées aux deux extrémités de la corrélation et en ajustant uniquement ces extrémités avec une loi de puissance, nous constatons que la pente de corrélation devient 0.49. Cette méthode est évidemment très grossière mais elle permet de constater que la contribution du disque a une influence négligeable sur la valeur de l'indice de la corrélation à haut flux.

La corrélation à bas flux est essentiellement constituée de données issues des phases d'état dur final des sursauts 2002 et 2004. La figure 5.6 montre la courbe de lumière infrarouge en bande H du sursaut 2002. On constate que l'évolution de l'émission IR dans l'état mou, attribuée au disque d'accrétion, peut être ajustée par une décroissance exponentielle. Cependant, si on extrapole cette décroissance jusque dans la phase d'état dur final, on constate que le flux du disque prédit n'est pas compatible avec le flux H mesuré. L'émission du disque doit donc décroître plus abruptement une fois revenu dans l'état dur. Il est donc difficile d'estimer la réelle contribution du disque à l'émission IR et par conséquent son influence sur la valeur de la pente de la corrélation à bas flux. Ce que nous pouvons affirmer est que la pente devrait être plus prononcée que celle mesurée :  $b_1 = 0.68 \pm 0.05$  ce qui confirme d'autant plus la pré-

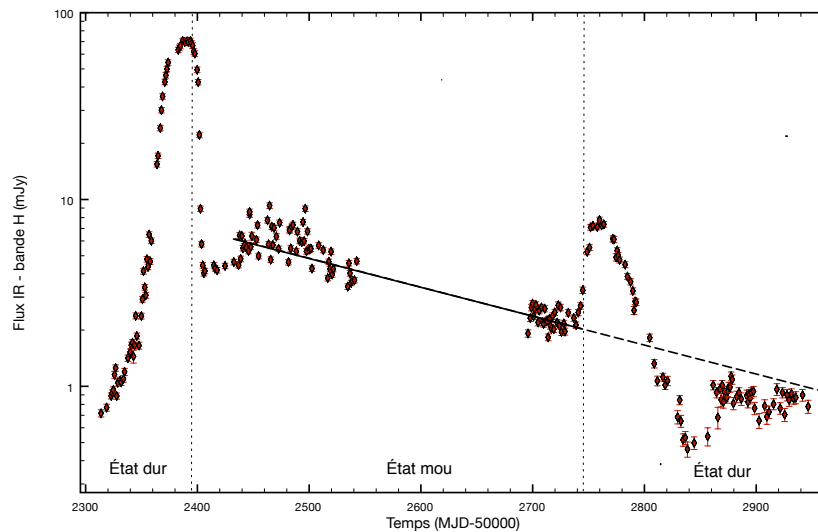


FIGURE 5.6 – Courbe de lumière infrarouge dans la bande H lors du sursaut 2002/03 de GX 339-4. Les lignes pointillées séparent globalement les phases d'état dur et d'état mou. La ligne continue représente l'ajustement des données de l'état mou à l'aide d'une fonction exponentielle décroissante. La ligne tiretée représente l'extrapolation de cette fonction dans la phase d'état dur final.

sence d'une rupture dans la corrélation et donc d'une réelle modification dans la connexion jets compacts - flots central.

#### 5.4.1 Fréquence de coupure et nature de l'émission X durs

Pendant les états durs des quatre sursauts de GX 339-4 entre 2002 et 2007, nous trouvons une forte corrélation entre la luminosité infrarouge dans la bande H,  $L_{IR}$ , et la luminosité X dans la bande 3–9 keV,  $L_X$ . Cette corrélation peut être ajustée par une loi de puissance brisée de pentes  $b_1 = 0.68 \pm 0.05$  et  $b_2 = 0.48 \pm 0.01$ . Le flux X de rupture est estimé autour de  $F_{\text{break}} = \left(3.3^{+1.6}_{-1.0}\right) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Les précédentes études optique et infrarouge de plusieurs BHXBs (Jain et al. 2001, Corbel et al. 2001, Corbel et Fender 2002, Buxton et Bailyn 2004, Homan et al. 2005a, Russell et al. 2006; 2007) ont montré que les jets compacts sont vraisemblablement à l'origine de l'émission infrarouge dans l'état dur. De plus, nous savons que l'émission X dans la bande 3–9 keV est dominée, dans l'état dur, par le flot central. Nos résultats confirment la forte connexion déjà observée entre ces deux composantes. Cependant, l'important échantillon de données collecté sur une période de cinq ans et couvrant quatre sursauts d'une même source, nous a permis de contraindre précisément les indices de corrélation et de révéler certains comportements additionnels non observés auparavant. Ceci, soit parce que les échantillons de données étaient plus restreints, soit parce que les études combinaient plusieurs sources et introduisaient, par conséquent, une dispersion significative due aux estimations de distance et aux variabilités intrinsèques des sources considérées. D'un autre côté, les résultats et interprétations présentés ici ne sont valides que pour GX 339-4 et devront être confirmés pour d'autres sources avant d'être généralisés.

### Rupture de pente due à la variation de la fréquence de coupure des jets

Concernant les indices de corrélation dans l'état dur, nous savons que plusieurs modèles ont expliqué les valeurs trouvées dans les études IR/X ou radio/X précédentes (e.g. [Merloni et al. 2003](#), [Markoff et al. 2003; 2005](#); [Yuan et Cui 2005](#)). Par conséquent, l'interprétation présentée ci-dessous ne prétend pas être unique mais a l'avantage d'expliquer de façon cohérente à la fois les valeurs des indices de corrélation et la présence d'une rupture autour de  $\sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ .

Comme suggéré précédemment par [Markoff et al. \(2005\)](#), l'émission non-thermique dans les X durs pourrait provenir de la Comptonisation par les électrons de la base des jets, des photons synchrotrons émis par cette même population d'électron. Ce processus synchrotron auto-Compton (SSC) implique la relation suivante entre de la luminosité X, et la puissance du jet  $Q_{\text{jet}}$  (chapitre 3 et [Falcke et Biermann 1996](#). Voir aussi la discussion dans [Corbel, Körding et Kaaret 2008a](#) pour V404 Cyg) :

$$L_X \propto Q_{\text{jet}}^{11/4} \quad (5.1)$$

D'après les modèles standards de jets coniques, la luminosité monochromatique  $L_\nu$  du jet varie avec la fréquence comme  $L_\nu \propto \nu^\alpha$ . Dans la partie optiquement épaisse du spectre du jet, nous observons généralement pour GX 339-4, un indice spectral  $\alpha = 0 - 0.15$ . Dans la partie optiquement mince (i.e pour  $\nu$  supérieure à la fréquence de coupure  $\nu_b$ ), le modèle standard prévoit  $\alpha = (1 - p)/2$ , où  $p$  est l'indice de la distribution d'électrons (voir chapitre 3).

À partir d'arguments physiques simples, nous avons vu au chapitre 3 (voir également [Falcke et Biermann 1996](#), [Markoff et al. 2003](#)) que la luminosité monochromatique du jet pouvait s'exprimer en fonction de la puissance injectée  $Q_{\text{jet}}$  comme :

$$L_\nu \propto Q_{\text{jet}}^\xi \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{2p - (p + 6)\alpha + 13}{2(p + 4)} \quad (5.2)$$

En utilisant l'équation (5.1), on obtient donc :

$$L_H \propto L_X^{4\xi/11} \quad (5.3)$$

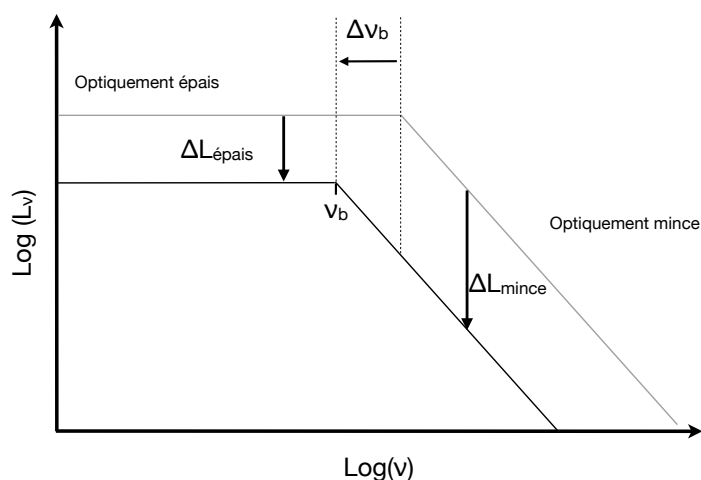
où  $L_H$  est la luminosité du jet dans la bande H.

Pour  $p$  compris entre les valeurs standards 2 et 3, nous attendons par conséquent un indice de corrélation  $b = 0.49 \pm 0.03$  (avec  $L_H \propto L_X^b$ ) si la bande H est située sur la partie optiquement épaisse ( $\alpha = 0$  à 0.15) et  $b = 0.68 \pm 0.05$  si elle est située sur la partie optiquement mince ( $\alpha = (1 - p)/2$ ). Ces valeurs sont en parfait accord avec nos résultats pour l'état dur :  $b_2 = 0.48 \pm 0.01$  pour la corrélation à haut flux et  $b_1 = 0.68 \pm 0.05$  pour la corrélation à bas flux. Comme la fréquence de coupure est censée varier avec la puissance du jet ( $\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{2/3}$ ), ceci suggère que la bande H est située sur la partie optiquement épaisse du spectre pour  $L_X \gtrsim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  et sur la partie optiquement mince quand  $L_X \lesssim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ . La figure 5.7 illustre le fait que, pour une variation donnée de la luminosité X, la variation correspondante de la luminosité IR sera plus importante (et donc la corrélation IR/X plus inclinée) si la fréquence d'observation est située sur la partie optiquement mince du spectre du jet.

Nos résultats concordent donc avec une origine SSC des X dans l'état dur. Néanmoins, si l'on ajoute l'hypothèse que la puissance du jet est une fraction (indépendante de  $\dot{M}$ ) de la puissance d'accrétion, alors  $Q_{\text{jet}} \propto \dot{M}$ . Si de plus la luminosité X du flot central peut s'écrire de façon générale  $L_X \propto \dot{M}^q$ , alors l'équation (5.3) devient :

$$L_H \propto L_X^{\xi/q} \quad (5.4)$$

FIGURE 5.7 – Représentation schématique d'un spectre de jets compacts, illustrant les variations respectives de luminosité dans les parties optiquement épaisses et minces, pour une diminution de la puissance du jet.



Par conséquent, si on conserve l'idée que la rupture dans la corrélation est due à la variation de la fréquence de coupure  $\nu_b$ , alors toute composante émettant un rayonnement X tel que  $q \sim 11/4 = 2.75$  pourrait également concorder avec nos résultats. Les modèles d'ADAF montrent en général que  $q \sim 2$  pour des taux d'accrétion  $\dot{M} \gtrsim 10^{-4} \dot{M}_{\text{Edd}}$  (voir e.g. [Merloni et al. 2003](#) et références incluses), ce qui est en principe le cas dans la plage de luminosité étudiée ici. Si l'on prend en compte la perte de masse ou la convection, on s'attend à ce que le domaine X mou soit dominé par l'émission bremsstrahlung pour lequel  $q = 2$  également. Cette valeur de  $q$  est un peu trop faible pour expliquer les pentes de corrélation que nous observons (on s'attendrait à une pente de 0.6-0.7 pour la partie haute et de 0.9-1 pour la partie basse). Nous n'excluons cependant pas cette possibilité, au vue des incertitudes concernant la microphysique des modèles et les incertitudes concernant observations et particulièrement la valeur de la pente de la corrélation à bas flux.

### Fréquence de coupure

Sans hypothèse particulière sur l'origine physique de l'émission X dans l'état dur, si la rupture de la corrélation IR/X est due à la variation de la fréquence de coupure du jet, on peut déduire une expression fournissant une estimation de  $\nu_b$  en fonction de la luminosité monochromatique  $L_\nu$ . Comme nous l'avons vu au chapitre 3, pour la valeur canonique  $p = 2$ , on a  $L_{\nu_b} \propto Q_{\text{jet}}^{17/12}$  et  $\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{2/3}$ , avec  $L_{\nu_b}$  la luminosité à la fréquence  $\nu_b$ . On en déduit donc :

$$L_{\nu_b} = k_b \nu_b^{17/8}, \quad (5.5)$$

où  $k_b$  est une constante de normalisation. L'ajustement par la loi de puissance brisée nous fournit la valeur du flux IR au niveau de la rupture de la corrélation :  $F_H \simeq 5.2 \pm 1.5$  mJy. Pour cette valeur de  $F_H$ , nous avons donc  $\nu_b \approx \nu_H = 1.84 \times 10^{14}$  Hz, où  $\nu_H$  est la fréquence effective du filtre H. En supposant une distance de 8 kpc pour la conversion flux-luminosité, nous en déduisons la constante de normalisation :

$$k_b \simeq (1.9 \pm 0.6) \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-\frac{25}{8}} \quad (5.6)$$



La luminosité  $L_\nu$  à une fréquence donnée, située indifféremment dans le régime optiquement épais ou mince, peut s'exprimer en fonction de  $\nu_b$  et  $L_{\nu_b}$  comme :

$$L_\nu = L_{\nu_b} \left( \frac{\nu}{\nu_b} \right)^\alpha \quad (5.7)$$

En utilisant l'équation (5.5), on peut finalement exprimer  $\nu_b$  en fonction de la luminosité observée  $L_\nu$  du jet, la fréquence d'observation  $\nu$  et l'indice spectral  $\alpha$  où cette fréquence est située :

$$\nu_b = \left( \frac{L_\nu}{k_b \nu^\alpha} \right)^{\frac{1}{\frac{17}{8} - \alpha}}, \quad (5.8)$$

avec la valeur de  $k_b$  donnée plus haut.

### *Comparaison avec la bande J*

Pour tester l'hypothèse impliquant la variation de la fréquence de coupure pour expliquer la rupture dans la corrélation, nous présentons en figure 5.8 la densité de flux infrarouge dans la bande J en fonction du flux X dans la bande 3-9 keV pour l'ensemble des observations dans l'état dur. On constate que la rupture de pente dans la corrélation est également présente. L'ajustement avec une loi de puissance brisée nous donne un flux X de rupture :  $F_{\text{break}} = (3.5 \pm 0.6) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Le flux correspondant dans la bande J est :  $F_J \simeq 7.2 \pm 1.3 \text{ mJy}$ .

En utilisant l'équation (5.5) avec  $\nu_b = \nu_J = 2.40 \times 10^{14} \text{ Hz}$ , nous estimons que la rupture devrait se produire pour une flux J compris entre 6.2 et 11.8 mJy. Nos résultats sont donc cohérents avec cette prédiction. Cependant, étant données les barres d'erreur du flux mesuré et du flux prédit, les bandes H et J sont trop proches pour y voir une confirmation de notre hypothèse. Il faudrait plutôt tester sa validité en comparant avec des fréquences situées dans l'infrarouge moyen. Notons à ce propos que Farid Rahoui et collaborateurs mènent actuellement une étude moyen-IR de Cyg X-1 et nous ont signalé que les prédictions de l'expression (5.8) était en accord avec leurs résultats.

### *Rupture de pente due à un changement dans l'émission X*

Pour expliquer le plan fondamental d'activité des trous noirs, Merloni et al. (2003) ont testé plusieurs modèles de flots d'accrétion pouvant être à l'origine de l'émission non-thermique X. En se basant sur les résultats initiaux de Heinz et Sunyaev (2003), les auteurs fournissent les expressions analytiques des coefficients de corrélation radio/X attendus pour chaque classe de modèle. Nous avons sélectionné les deux classes de flots d'accrétion identifiés par les auteurs comme modèles plausibles pour expliquer la relation du plan fondamental : les modèles ADAF, et la classe plus générale de flots d'accrétion radiativement inefficaces et refroidis mécaniquement par convection et/ou éjections pour lesquels le spectre X est supposé dominé par l'émission bremsstrahlung.

Dans la suite, nous supposons que la distribution d'énergie des électrons des jets est une loi de puissance d'indice compris entre  $p = 2 - 3$ . Si le flot d'accrétion central est de type ADAF et que la fréquence d'observation IR se situe dans le régime optiquement épais du jet<sup>1</sup>, nous

1. Signalons que l'indice spectral  $\alpha$  utilisé dans Merloni et al. (2003), est défini selon la convention suivante :  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , qui est donc opposée à celle adoptée ici.



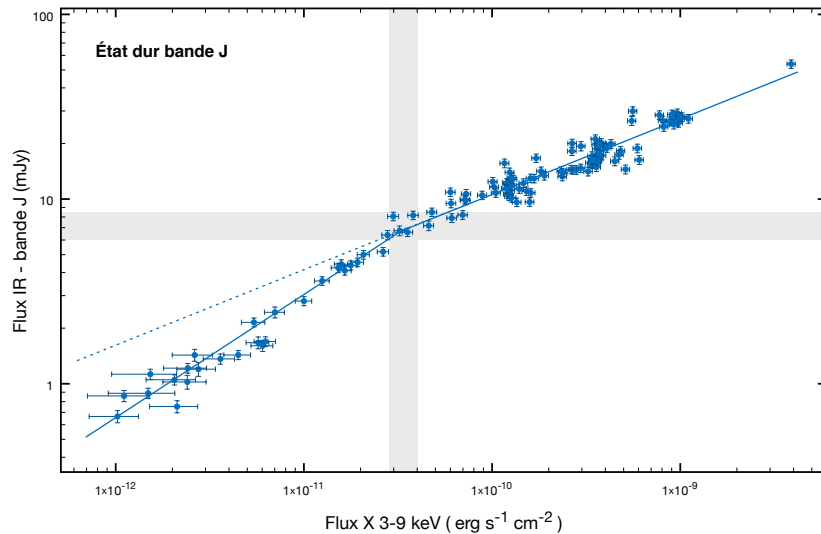


FIGURE 5.8 – Flux infrarouge dans la bande J en fonction du flux X 3–9 keV au cours des quatre sursauts de la période 2002–2007. Seul les données de l’état dur sont représentées. Les zones grisées correspondent aux intervalles de confiance à 90% du flux X,  $F_{\text{break}}$ , et du flux J correspondant pour lesquels la corrélation change de pente.

attendons un indice de corrélation  $b = 0.56\text{--}0.62$ . Si la fréquence IR est située dans le régime optiquement mince, nous obtenons  $b = 0.76\text{--}0.80$ . Dans le cas de flots d’accrétion dominés par l’émission bremsstrahlung, nous attendons des valeurs de  $b$  légèrement supérieures : pour  $\alpha = 0$  à  $0.15$ , on a  $b = 0.66\text{--}0.71$  et pour  $\alpha = -0.5$  à  $-0.7$  on a  $b = 0.88\text{--}0.92$ .

Dans le cadre des flots d’accrétion mentionnés ci-dessus, nous constatons que les indices de corrélation attendus pour le régime d’émission optiquement mince du jet, sont relativement éloignés de la pente que nous observons à haut flux dans GX 339-4. Il nous faut donc considérer, comme précédemment, que la bande H est située dans le régime optiquement épais à haut flux. Dans ce régime, ce sont les prévisions du modèle ADAF ( $b = 0.56\text{--}0.62$ ) qui concordent le plus avec nos résultats ( $b = 0.48 \pm 0.01$ ). Pour la corrélation à bas flux, une émission bremsstrahlung du flot d’accrétion couplée à l’émission optiquement épaisse des jets ( $b = 0.66\text{--}0.71$ ) est en parfait accord avec nos résultats ( $b = 0.68 \pm 0.05$ ). On pourrait donc de considérer que la bande H est constamment située dans le régime optiquement épais du jet et que le rayonnement X soit dominé par l’émission inverse Compton d’un ADAF quand  $L_X \gtrsim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  puis par l’émission bremsstrahlung aux taux d’accrétion plus faibles.

Cependant, comme nous le verrons au chapitre 7, la corrélation radio/X de GX 339-4 couvrant la période 1997-2010 ne montre aucune trace de changement de pente ce qui invite plutôt à chercher du côté des propriétés de l’émission infrarouge.

## 5.4.2 Irradiation des zones externes du disque d’accrétion

### État dur

Nous avons montré, en section 5.3.2, la présence d’une corrélation optique/X dans l’état dur, sous la forme d’une loi de puissance de pente  $b = 0.44 \pm 0.01$ . Contrairement au couplage IR/X étudié plus haut, nous n’observons pas de changement de pente significatif. D’après les

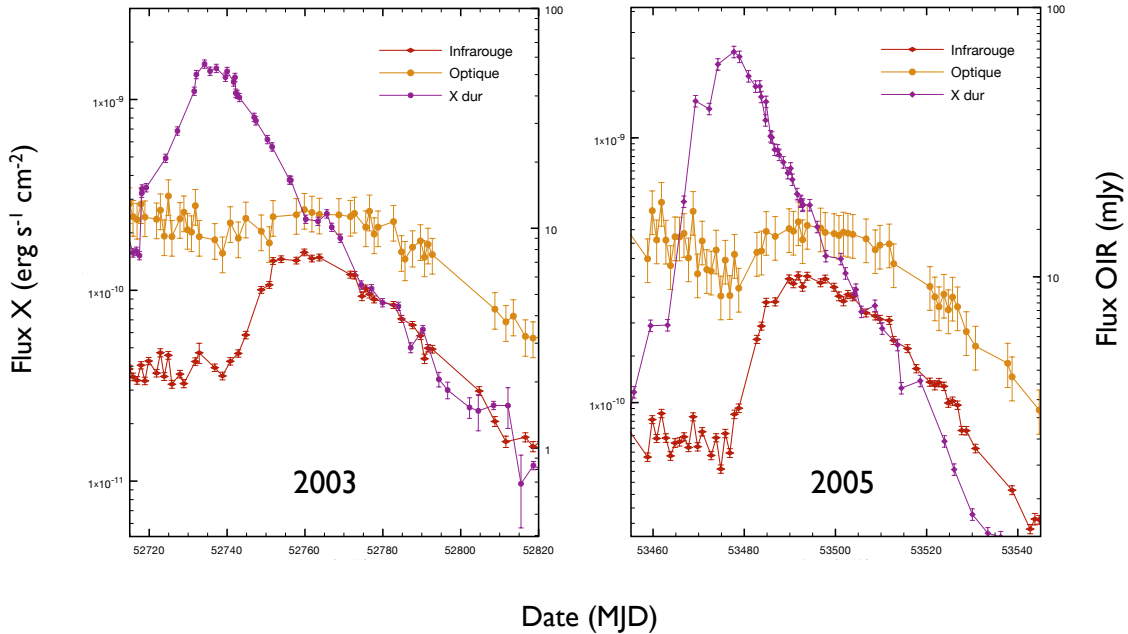


FIGURE 5.9 – Figure de gauche : Courbes de lumière IR bande H (mJy), optique bande V (mJy) et X-durs 9–100 keV lors du retour à l'état dur en 2003. Figure de droite : Identique à la figure de gauche pour le retour à l'état dur en 2005

équations (5.5) et (5.6), on s'attend à ce que la fréquence de coupure  $\nu_b$  atteigne la bande V, pour un flux des jets de l'ordre de 60 mJy (dans la bande V). Ce flux se situe près du maximum atteint dans notre échantillon de données (figure 5.4). Par conséquent, si la contribution des jets dans le domaine optique était significative, on ne s'attendrait pas, en effet, à observer de rupture dans la corrélation. Cependant, l'indice de corrélation devrait être proche de 0.7 comme observée en IR à bas flux. De plus, la faible diminution du flux optique lors de la transition état dur - état mou, suggèrent plutôt qu'une composante autre que les jets compacts domine l'émission dans la bande V. Comme suggéré précédemment par e.g. [van Paradijs et McClintock \(1995\)](#), [Homan et al. \(2005a\)](#), [Russell et al. \(2006\)](#), cette composante pourrait être le disque d'accrétion ou l'étoile compagne, et dans chaque cas, il pourrait s'agir de l'émission de corps noir standard ou de la « ré-émission » (*reprocessing*) de l'irradiation X des parties centrales. [Homan et al. \(2005a\)](#) ont montré que, lors d'un sursaut, l'émission OIR de l'étoile compagne était négligeable dans GX 339-4. Le disque d'accrétion serait donc la composante la plus probable comme source dominante du rayonnement optique dans l'état dur et mou. Par conséquent, la corrélation observée dans l'état dur entre l'optique et les X, refléterait la connexion entre les parties externes du disque mince et le flot central (couronne, ADAF, base du jet...). Pour tester l'influence de l'irradiation sur l'émission du disque externe, nous représentons en figure 5.9, l'évolution du flux X dur (9-200 keV), optique (bande V) et infrarouge (bande H) lors du retour à l'état dur en 2003 et 2005 (celui de 2007 sera étudié plus en détail au chapitre 7). On remarque que le délai entre les pics d'émission X et OIR est supérieur à 10 jours. Ce délai est donc incompatible avec un mécanisme d'irradiation si les X durs sont en effet la source d'irradiation et l'émission OIR, le rayonnement « retraité ».

TABLE 5.2 – Indices de corrélation attendus en fonction du régime d'émission et du type de disque (standard ou irradié)

Régime d'émission	Disque standard	Disque irradié
Rayleigh-Jeans	$b = 0.25$	$b = 0.25$
Central	$b = 0.66$	$b = 1$

Les raisonnements précédents impliqueraient donc que l'émission optique (bande V) dans l'état dur, serait dominée par l'émission de corps noir « standard » des parties externes du disque. Toutefois, la contribution des jets compacts ne semble pas négligeable au regard de la variation du flux V lors des transitions entre états dur et mou. Nous constatons en effet une variation de flux de l'ordre de 40% lors de ces transitions.

### État mou

Les jets compacts étant supprimés dans l'état mou, le disque externe est la composante d'émission dominante en OIR. La question de l'influence de l'irradiation sur l'émission des parties externes se pose également dans l'état mou. Mais cette fois-ci, la source d'émission X serait les parties internes du disque standard. Bien que l'irradiation semble négligeable dans l'état dur, nous ne supposons pas, a priori, qu'elle le soit également dans l'état mou sachant que la géométrie du flot central et la source d'irradiation ont changé.

Considérons un modèle simple de disque d'accrétion géométriquement mince et optiquement épais en régime stationnaire. La température évolue avec le rayon comme  $T(r) \propto r^{-n}$  avec  $n = 3/4$  dans le cas d'un disque standard et  $n = 1/2$  dans le cas d'un disque isotherme dominé par l'irradiation (voir chapitre 2 et e.g. Frank, King et Raine 2002). En fonction du régime d'émission du disque, nous avons les relations suivantes entre la luminosité à une fréquence donnée  $\nu$  et la température :

1. Dans le régime Rayleigh-Jeans (RJ) :

$$L_{\nu_{\text{RJ}}} \propto T\nu^2$$

2. dans la partie « central »<sup>2</sup> :

$$L_{\nu_{\text{cent}}} \propto T_{\text{in}}^{\frac{2}{n}} \nu^{3-\frac{2}{n}}$$

Si l'on suppose que  $L_X \propto T_{\text{in}}^4 \propto T^4$ , où  $L_X$  est la luminosité X du disque et  $T_{\text{in}}$  sa température au bord interne, on obtient :

$$L_{\nu_{\text{RJ}}} \propto L_X^{1/4} \quad \text{et} \quad L_{\nu_{\text{cent}}} \propto L_X^{1/2n} \quad (5.9)$$

On s'attend donc à ce que  $L_{\nu_{\text{cent}}} \propto L_X^{2/3}$  pour un disque standard et  $L_{\nu_{\text{cent}}} \propto L_X$  pour un disque irradié. Les relations pour le régime RJ sont identiques dans les deux cas,  $L_{\nu_{\text{RJ}}} \propto L_X^{1/4}$ . La table 5.2 résume les indices de corrélation attendue en fonction du régime d'émission et du type de disque.

Nous avons obtenu un indice de corrélation IR/X  $b = 0.34 \pm 0.01$  pendant l'état mou. Cette valeur ne concorde pas avec le cas où la bande H serait située dans le régime d'émission central

2. Correspondant à la portion du spectre du disque située entre la queue Rayleigh-Jeans et la coupure de Wien. Ce régime est généralement associé à un indice spectral  $\alpha = 1/3$  dans le cas d'un disque standard

d'un disque standard ou irradié, mais se rapproche de la valeur attendue pour le régime RJ. Notons toutefois que l'indice de corrélation  $b$  dérivé des relations analytique précédentes, est inversement proportionnel à la valeur de l'indice spectral  $\alpha$  du spectre du disque. Sachant que cet indice spectral décroît entre le régime RJ ( $L_\nu \propto \nu^2$ ) et la partie centrale ( $L_\nu \propto \nu^{1/3}$ ), on s'attend à ce que l'indice de corrélation correspondant augmente de  $b = 0.25$  à  $b = 0.66$  (ou  $b = 1$  dans le cas irradié). Par conséquent, la légère différence entre l'indice  $b = 0.34 \pm 0.01$  que nous observons et la valeur attendue dans le régime RJ,  $b = 0.25$ , peut aisément s'expliquer si la bande H est située dans une zone transitoire entre le régime RJ et la partie centrale.

Ceci implique également que l'indice de corrélation optique/X dans l'état mou, doit être supérieur à 0.34 sachant que la bande V doit être plus proche de la partie central que la bande H. C'est effectivement ce que nous observons :  $b = 0.45 \pm 0.04$ . Le fait que les bandes H et V soient situées à la transition des régimes RJ et central, est également en accord avec les indices spectraux que nous obtenons à partir de nos SEDs OIR. La figure 5.10 montre l'évolution de l'indice spectral H-V avec le flux optique. On constate que l'indice augmente avec le flux optique, de  $\sim 1$  à  $\sim 2$ . Sachant que si le taux d'accrétion augmente, la température du disque augmente, on s'attend à ce que le spectre du disque se « déplace » vers les plus hautes fréquences, repoussant ainsi les bandes V et H vers le régime RJ. Par conséquent l'indice spectral H-V tend vers 2 quand le flux optique augmente.

En dehors de ces quelques raisonnements concernant la position des bandes V et H sur le spectre du disque, on constate que la seule information des indices de corrélation, ne permet pas de statuer sur l'influence de l'irradiation du disque externe dans l'état mou. De plus, les indices de la table 5.2 ont été obtenus à partir d'hypothèses simplificatrices (stationnarité, disque dénué d'irradiation ou complètement irradié et isotherme). Nous souhaitons insister sur cet aspect, car il est couramment accepté qu'un indice de corrélation optique/X de 0.5, implique que le chauffage des parties externes soit dominé par l'irradiation. Nous pensons que des études basées sur des ajustements statistiques de SED à large bande et/ou sur le décalage temporel entre les différents domaines d'émission, sont plus appropriées pour traiter l'irradiation.

Notons toutefois que Homan et al. (2005a) ont montré que lors de l'état mou du sursaut 2002/03 de GX 339-4 les variations des émissions optiques et infrarouges précédaient celles de l'émission X d'une dizaine de jours, ce qui correspond globalement au temps caractéristique visqueux du disque. Il semblerait donc que l'irradiation des zones externes du disque soit négligeable également dans l'état mou. Il serait donc possible que les zones externes du disque sont essentiellement chauffées par viscosité quelque soit l'état spectral.

Cependant, l'irradiation est le principal mécanisme invoqué pour expliquer l'excès de luminosité optique des LMXBs vis à vis des variables cataclysmiques. Si les caractéristiques de GX 339-4 sont représentatives des LMXBs (ou du moins celles comportant un trou noir), on peut donc se poser la question de l'origine physique de cet excès. De même, l'irradiation semble nécessaire pour expliquer la durée des sursauts dans le modèle d'instabilité de disque. L'absence apparente d'irradiation a donc des conséquences importantes sur la physique de ces objets. Cet aspect mérite donc d'être approfondi dans de futurs travaux.

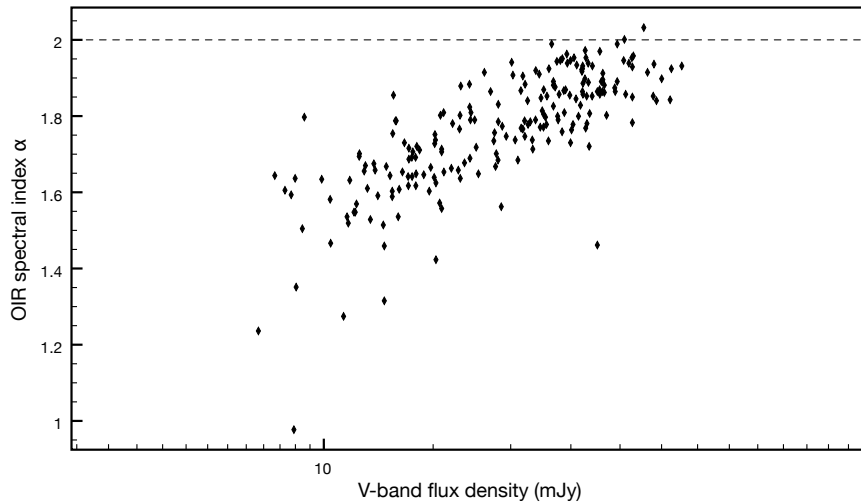


FIGURE 5.10 – Indice spectral OIR (de H à V) en fonction du flux dans la bande V (mJy) pendant l'état mou. Les indices sont obtenus à partir des SEDs pendant l'état mou. La ligne discontinue indique l'indice spectral attendu pour le régime RJ. Les barres d'erreur des indices spectraux et des flux V ne sont pas indiquées pour des questions de lisibilité. Elles correspondent à une valeur moyenne de  $\pm 0.2$  pour les indices spectraux et de  $\pm 20\%$  pour les flux V. Cependant, ces erreurs sont dominées par l'incertitude sur l'extinction optique et affecteront donc toutes les données de la même façon sans changer la tendance globale.

## 5.5 OBSERVATIONS VLT OPTIQUE-IR ET MESURES POLARIMÉTRIQUES

Nous souhaitons contraindre plus précisément l'évolution de la fréquence de coupure au cours d'un sursaut et de déterminer le degré d'ordre du champ magnétique dans la zone du jet où est émis le rayonnement IR. J'ai donc effectué une demande de temps d'observation en mode ToO sur les instruments ISAAC et FORS du VLT. Le programme consistait à effectuer des mesures photométriques optique et IR et polarimétriques IR d'une binaire X à trou noir à différents niveaux de flux pendant une phase d'état dur. Durant la période de validité de notre programme d'observations, seule GX 339-4 a bien voulu donner signe de vie (il y en a sur qui on peut toujours compter).

### 5.5.1 Photométrie et SED radio-IR-optique

Nous avons effectué les mesures photométriques les 6, 13 et 26 mars 2009 (MJD 54896, 54903, 54916) dans les bandes optiques U, B, V, R, I et dans les bandes infrarouges J, H, K et L. Durant cette période de 20 jours, GX 339-4 se trouvait dans une phase d'état dur de luminosité croissante. La méthode standard de réduction et d'analyse des images est décrite au chapitre 4. Les figures 5.11 et 5.12 présentent des exemples d'images infrarouge et optique obtenues après traitement.

Durant cette période, nous n'avons pas pu effectuer d'observations radio dans le cadre de nos programmes ATCA ; l'interféromètre était inopérant suite à la mise en place du système CABB. Nous avons donc utilisé la corrélation radio/X (qui sera présentée au chapitre 7) pour estimer les flux radio à 8.6 GHz à partir des flux X 3-9 keV obtenus avec *RXTE*. Nous avons également trouvé une observation radio à 843 MHz effectuée avec le *Molongo Observatory*

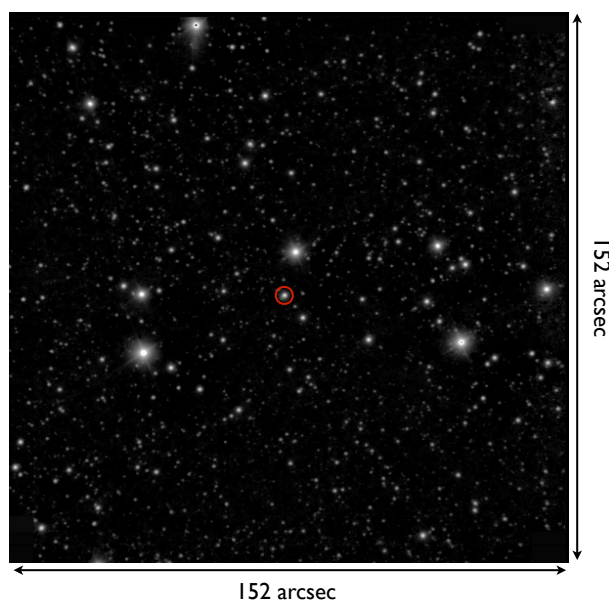


FIGURE 5.11 – Exemple d’image infrarouge en bande H du champ de GX 339-4 obtenue avec l’instrument ISAAC du VLT. L’image correspond au champ de vue entier d’ISAAC. Les dimensions sont indiquées en arcsecondes. Le cercle rouge indique la position de GX 339-4 .

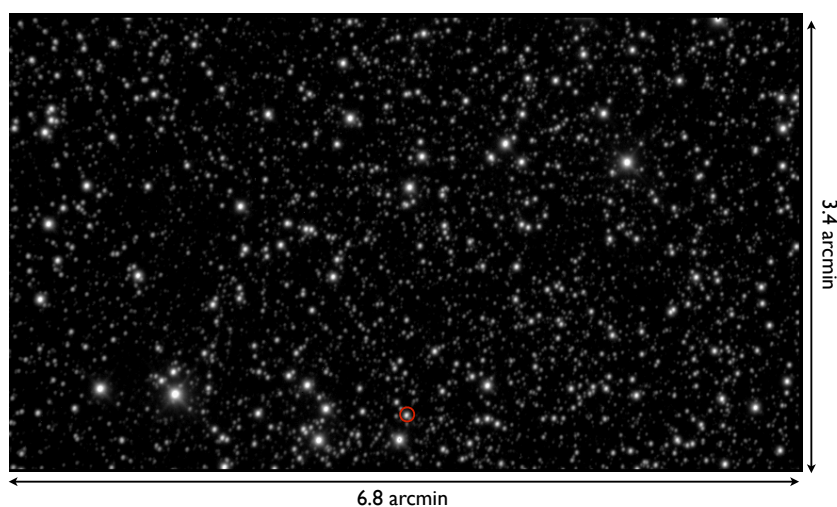


FIGURE 5.12 – Exemple d’image optique en bande V du champ de GX 339-4 obtenue avec l’instrument FORS du VLT. L’image correspond à la moitié du champ de vue de FORS. Les dimensions sont indiquées en arcminutes. Le cercle rouge indique la position de GX 339-4 .

Synthesis Telescope (MOST) le 6 mars 2009 (Hunstead et al. 2009). Les distributions spectrales d’énergie de la radio à l’optique construites à partir de ces données sont présentées en figure 5.13.

À titre illustratif, nous ajustons ces données à l’aide de la somme d’une loi de puissance brisée et d’une loi de puissance simple. La loi de puissance brisée symbolise le spectre des jets compacts. Elle possède une pente  $b_1$  jusqu’à la fréquence de coupure  $\nu_b$  puis décroît avec



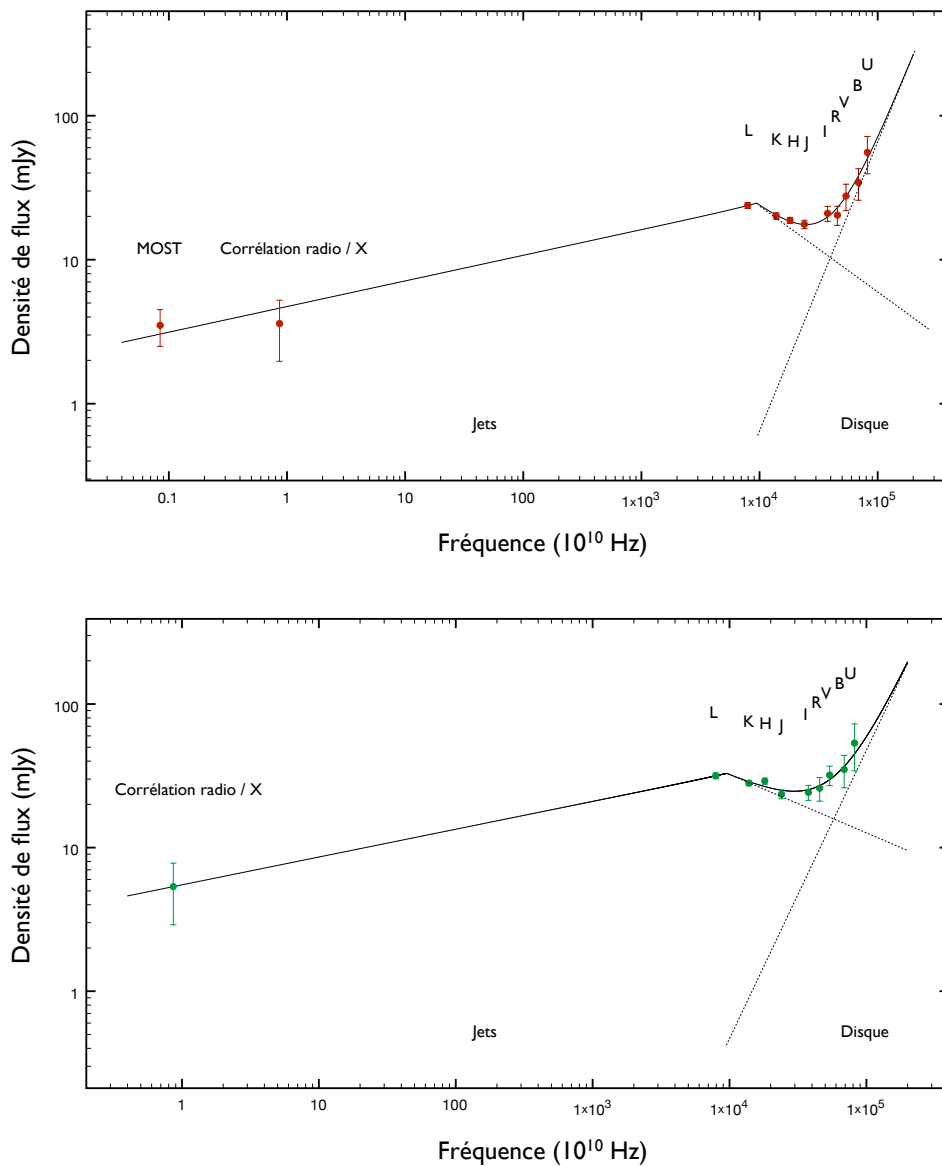


FIGURE 5.13 – Distributions spectrales d'énergie radio-IR-optique de GX 339-4 en phase d'état dur. (Figure du haut) : SED du 6 mars 2009. Les flux radio MOST et optique-IR sont issus d'observations effectuées le même jour. Le flux radio à 8.64 GHz est estimé en utilisant la corrélation radio/X à partir du flux X 3-9 keV obtenue par RXTE le 6 mars 2009. À titre illustratif, les données sont ajustées par la somme d'une loi de puissance brisée (d'indices  $b_1 = 0.18$  et  $b_2 = -0.51$ ) censée reproduire le spectre des jets compacts et d'une simple loi de puissance de pente fixée à  $b_3 = 2$  reproduisant la queue Rayleigh-Jeans du disque d'accrétion. La fréquence de coupure obtenue par cet ajustement ( $\nu_b \sim 9 \times 10^{13}$  Hz) est située entre la bande L et la bande K. (Figure du bas) : SED du 26 Mars 2009. Le flux radio est également estimé à partir de la corrélation radio/X. Les données sont ajustées avec la même fonction que précédemment. La pente de la loi de puissance simple est également fixée à 2. Nous obtenons  $b_1 = 0.19$ ,  $b_2 = -0.40$  et une fréquence de coupure  $\nu_b \sim 9.5 \times 10^{13}$  Hz.

une pente  $b_2$  aux fréquences plus élevées. La loi de puissance simple représente la queue Rayleigh-Jeans du spectre du disque d'accrétion et possède une pente  $b_3$ .

Lorsque tous les paramètres étaient libres de varier, l'algorithme d'ajustement fournissait systématiquement des valeurs de la pente  $b_3$  supérieures à 2.5. Comme on l'a vu sur la figure 5.10, l'indice spectral IR-optique dans l'état mou (lorsque le disque est seul présent) ne dépasse jamais 2 qui est la valeur attendue de l'indice spectral dans le régime Rayleigh-Jeans. Sachant que le flux V pour les deux dates se situe entre 20 et 30 mJy et que cette bande est principalement dominée par l'émission du disque, la figure 5.10 indique que l'indice spectral doit être proche de 2. Nous avons donc fixé la pente  $b_3$  à la valeur théorique 2 pour mieux contraindre l'évolution des autres paramètres.

L'ajustement de la SED du 6 mars fournit des pentes  $b_1 = 0.18 \pm 0.03$  et  $b_2 = -0.51 \pm 0.2$  pour le spectre des jets et une fréquence de coupure  $\nu_b = (8.9 \pm 1.7) \times 10^{13}$  GHz. L'ajustement de la SED du 26 mars fournit des paramètres relativement similaires :  $b_1 = 0.19 \pm 0.05$ ,  $b_2 = -0.40 \pm 0.17$  et  $\nu_b = (9.5 \pm 1.6) \times 10^{13}$  GHz. Bien que relativement élevées, les pentes de la partie optiquement épaisse du spectre des jets ( $b_1$ ) concordent avec les indices spectraux observés en radio dans les binaires X. Les valeurs des pentes  $b_2$  sont également en accord avec les indices spectraux attendus dans le régime d'émission optiquement mince des jets, i.e.  $\alpha = -0.5$  à  $-1$  pour  $p$  compris entre 2 et 3. Ces ajustements très simples ne prétendent pas contraindre précisément les indices spectraux étant données les barres d'erreurs, mais les valeurs obtenues semblent tout à fait raisonnables. Bien que la fréquence de coupure soit également mal contrainte, les valeurs obtenues par ajustement et la forme générale des spectres indiquent qu'elle se situe avant la bande L ou entre la bande L et K dans les deux SEDs. Ceci concorde avec les résultats de Corbel et Fender (2002) pour cette même source.

Sachant que le flux dans la bande H est autour de 25 mJy dans les deux cas et que cette bande semble se situer sur la partie optiquement mince du spectre des jets, cela indiquerait que notre interprétation de la rupture de pente dans la corrélation est incorrecte car, d'après la figure 5.3, on s'attend à ce que  $\nu_b$  soit située au-delà de la bande H quand le flux H dépasse environ 7 mJy. Les valeurs des flux OIR (particulièrement en bande L) présentées dans ces SEDs restent encore préliminaires car plusieurs difficultés liées à la calibration restent encore à régler et pourraient faire varier significativement la valeur des flux. Mais supposons que la bande H se situe effectivement sur la partie optiquement mince. Pour pouvoir expliquer la corrélation  $L_H \propto L_X^{\sim 0.5}$  observée à haut flux, les équations 5.2 et 5.4 nous indiquent que la luminosité X du flot central doit varier comme  $\dot{M}^{3.5-4}$ . À notre connaissance (certes limitée), il n'existe aucun mécanisme fournissant une telle relation entre  $L_X$  et  $\dot{M}$  à des niveaux de flux aussi élevés. Par conséquent, si la bande H est effectivement située dans la partie optiquement mince, on peut en déduire que :

1. L'équation 5.2 est incorrecte. Il peut y avoir, bien sûr, de nombreuses raisons à cela et nous ne pouvons toutes les citer. Mais une hypothèse qui serait intéressante à envisager est que la fréquence de coupure  $\nu_b$  ne varie pas (ou très peu) avec la puissance du jet une fois un certain niveau d'émission atteint. Cette hypothèse reviendrait à poser  $\alpha = 0$  dans l'équation 5.2. Dans ce cas, l'hypothèse SSC ou ADAF serait de nouveau valide pour expliquer la corrélation à haut flux. Il est également fort probable que la forme du spectre du jet soit beaucoup plus complexe, notamment dans le domaine infrarouge, que la simple image de « trapèze » utilisée couramment. Comme nous l'avons déjà discuté dans le chapitre 3, la prise en compte, par exemple, d'une distribution énergétique d'électrons plus réaliste (e.g. hybride thermique/non-thermique) entraîne l'apparition de variations de la dépendance du flux du jet en fonction de la fréquence et de la puis-



sance injectée dans le jet (e.g. [Pe'er et Casella 2009](#)). Ces changements ont évidemment des conséquences sur le lien IR/X et pourraient peut être expliquer la rupture de pente dans la corrélation. Nous reviendrons sur cette aspect au chapitre 7.

2. La puissance du jet n'est pas linéairement proportionnelle au taux d'accrétion. Cette hypothèse est également envisageable et nous serons amenés à la discuter au chapitre suivant.

Nous insistons tout de même sur le fait que les travaux et conclusions présentés dans cette section sont encore préliminaires. Nous travaillons actuellement à l'interprétation des données, en ajustant notamment des modèles plus évolués jet+disque (Markoff et collaborateurs) sur nos données radio, OIR et X. On teste ainsi, à différents niveaux de flux et dans différentes phases de sursauts, les possibles processus d'émission X (e.g. SSC), l'influence de l'irradiation et les variations des paramètres d'émission des jets compacts.

En regardant la figure 5.13, le trou béant entre  $10^{10}$  et  $\sim 10^{14}$  Hz est particulièrement frappant. Les données moyen-IR et millimétriques font cruellement défaut dans l'étude des jets compacts. Il est particulièrement important de concentrer nos efforts sur ces domaines de longueurs d'onde si l'on veut espérer contraindre la forme du spectre des jets et donc la physique sous-jacente. Pour cette raison nous débutons actuellement des programmes d'observations millimétriques à l'IRAM et préparons une demande de temps d'observations dans le moyen-IR au VLT et dans le millimétrique avec APEX.

## 5.5.2 Mesure de polarisation en proche infrarouge

### *Introduction*

La plupart du rayonnement issu des binaires X de faible masse est en principe non polarisé, e.g., l'émission de corps noir du disque d'accrétion ou de l'étoile compagnon. La dispersion des photons non polarisés pourrait entraîner un léger degré de polarisation dans certaines géométries ([Dolan 1984](#)). Mais il existe un mécanisme d'émission, présent dans les binaires X, qui est connu pour produire intrinsèquement un rayonnement polarisé : l'émission synchrotron. On sait maintenant depuis plusieurs décennies que le rayonnement synchrotron optiquement mince peut produire un niveau de polarisation linéaire de l'ordre de la dizaine de pourcents si la structure du champ magnétique est ordonnée (e.g. [Westfold 1959](#), [Bjornsson et Blumenthal 1982](#)). On peut exprimer le degré de polarisation linéaire attendu dans le cas synchrotron optiquement mince comme étant  $70\% \times f$ , où  $f$  est un paramètre qui symbolise grossièrement le degré d'ordre du champ magnétique à grande échelle ([Rybicki et Lightman 1979](#), [Bjornsson et Blumenthal 1982](#)).

Dans les binaires X à trou noir dans l'état dur, le rayonnement radio associé à l'émission synchrotron optiquement épaisse des jets compacts montre un degré de polarisation linéaire (PL) de l'ordre de 1 – 3%. Lors de flares radio associés à des éjections transitoires, l'émission est optiquement mince et le niveau de PL observé en radio peut atteindre  $\sim 30\%$  (voir la revue de [Fender 2006](#)). Ceci signifie que le paramètre  $f$  peut, dans certains cas, être aussi élevé que 0.5 ce qui implique un champ magnétique relativement ordonné ([Fender et al. 1999b](#), [Hannikainen et al. 2000](#), [Gallo et al. 2004](#), [Brocksopp et al. 2007](#)).

Comme on l'a vu, l'émission proche-IR dans l'état dur est issue des zones proches de la base des jets compacts. Par conséquent, si l'émission proche-IR est optiquement mince et

qu'un haut degré de polarisation est détecté, on peut en déduire que la structure du champ magnétique à la base des jets doit être ordonnée. Les mesures de polarisation en IR sont donc essentielles pour comprendre les conditions dans les zones internes des jets. Les photons IR étant de plus haute énergie, ils ont également l'avantage de ne pas souffrir de la rotation Faraday qui peut compliquer l'interprétation des mesures polarimétriques en radio.

Dubus et Chaty (2006) ont été les premiers à reporter des observations polarimétriques IR de binaires X à trou noir. Les auteurs ne trouvent aucune PL significative dans H1743-322 en sursaut ou dans GRO J1655-40 en quiescence. En revanche, ils détectent un niveau de polarisation intrinsèque (à  $2.5\sigma$ ) dans XTE J1550-564 lors d'un sursaut faible. Aucune étoile standard polarisée n'a pu être observée, les auteurs n'ont donc pas pu calibrer l'angle de polarisation (AP). Cependant, si les corrections liées à la calibration sont faibles, alors  $AP \sim 10^\circ$  ce qui est perpendiculaire à la direction connue de l'axe des jets (Corbel et Fender 2002). L'angle de polarisation est une mesure de la direction du champ électrique, qui est perpendiculaire au champ magnétique dans le cas synchrotron optiquement mince. Le champ magnétique serait donc parallèle aux jets dans XTE J1550-564. Shahbaz et al. (2008) ont également effectué des observations spectropolarimétriques IR de trois binaires X de faibles masse. Pour deux d'entre elles (les étoiles à neutrons Sco X-1 et Cyg X-2), les auteurs reportent des niveaux significatifs de PL intrinsèque et interprètent ces résultats comme la première détection de la région polarisée des jets compacts. Finalement, Russell et Fender (2008) ont étudié la polarisation IR de sept binaires X (trou noir et étoile à neutrons) dont GX 339-4. Parmi ces sept, ils ne détectent un niveau de polarisation intrinsèque significatif que dans deux d'entre elles : l'étoile à neutrons Sco X-1 et le trou noir GRO J1655-40. Pour ce dernier, ils attribuent l'origine de l'émission polarisée à l'étoile compagnon.

### Observations

Nous avons effectué des mesures de polarisation le 12 mars 2009 dans les bandes J, H et K à l'aide de l'instrument ISAAC. Pour mesurer la polarisation du rayonnement avec cet instrument, un prisme Wollaston est disposé sur le trajet du faisceau incident et divise celui-ci en deux faisceaux polarisés perpendiculairement. Les deux faisceaux sont séparés de  $\sim 21$  arcsecondes. Une image prise avec le prisme Wollaston contient donc deux images de chaque objet. Pour éviter la superposition de sources sur l'image, un masque spéciale, constitué de bandes opaques et transparentes alternées (respectivement de 24 et 20 arcsecondes), est inséré dans le plan focal. En conséquence, pour une seule exposition, plus de la moitié du champ est manquant. Il est donc nécessaire d'effectuer au moins trois expositions décalées les unes par rapport aux autres pour obtenir une image complète du champ. La figure 5.14 montre un exemple d'image obtenue avec le prisme Wollaston.

Pour mesurer les paramètres de Stokes et donc l'angle et le degré de polarisation, une deuxième série d'images doit être effectuée avec le prisme tourné de  $45^\circ$  par rapport à la première série d'images. On détermine ensuite les paramètres de Stokes (pour la polarisation linéaire) comme suit :

$$\begin{aligned} Q &= i(0) - i(90) \\ U &= i(45) - i(135) \\ I &= i(90) + i(0) = i(45) + i(135) \end{aligned}$$

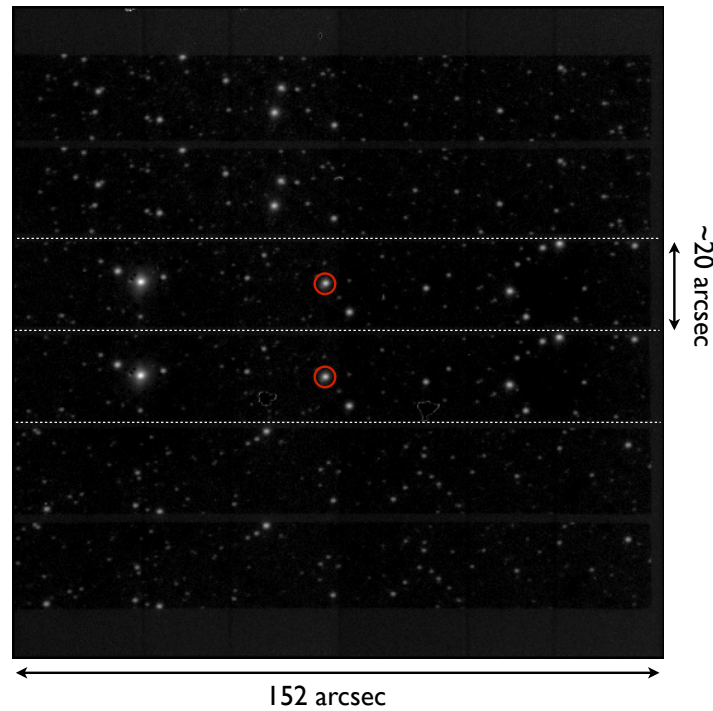


FIGURE 5.14 – Exemple d’image infrarouge en bande H du champ de GX 339-4 obtenue par ISAAC avec le prisme Wollaston. L’image est constituée de plusieurs bandes de  $\sim 20$  arcsecondes de largeur. Chaque objet du ciel est présent deux fois sur deux bandes différentes qui correspondent à des polarisations perpendiculaires. Les cercles rouges indiquent la position de GX 339-4 sur chacune des bandes.

où  $i(\alpha)$  est l’intensité du rayonnement polarisé selon l’angle  $\alpha$ . Le paramètre  $I$  représente l’intensité totale de la source dans le filtre considéré. Le degré  $P$  et l’angle de polarisation  $\theta$  s’obtiennent finalement par :

$$P = \frac{\sqrt{U^2 + Q^2}}{I}$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q}$$

La réduction des images polarimétriques comme celle de la figure 5.14 est très similaire à celle opérée sur les images photométriques (cf. chapitre 4). Nous n’entrerons donc pas dans les quelques détails qui les différencient.

Pour obtenir le degré intrinsèque de polarisation de la source cible, il est nécessaire de corriger de la polarisation instrumentale et interstellaire. Pour ce faire, on observe une (ou plusieurs) étoile standard non polarisée qui permet de déterminer les paramètres  $Q_{\text{inst}}$  et  $U_{\text{inst}}$  de la polarisation induite par l’instrument. Ces paramètres sont ensuite soustraits à ceux obtenus pour la source cible. La polarisation induite par le milieu interstellaire se corrige en utilisant les étoiles présentes dans le champ de l’image. Si l’on suppose qu’elles sont majoritairement non polarisées, les valeurs moyennes  $Q_{\text{MIS}}$  et  $U_{\text{MIS}}$  de leurs paramètres de Stokes (corrigés des valeurs instrumentales) donne une estimation de la polarisation induite par la traversée du MIS. On soustrait ensuite ces paramètres moyens à ceux de la source cible. Notons que

ces corrections se font plutôt en utilisant les paramètres de Stokes normalisés à l'intensité  $I$  :  $q = Q/I$  et  $u = U/I$ . Pour résumer, le degré de polarisation intrinsèque de la source s'obtient par :

$$\begin{aligned} q'_{\text{source}} &= q_{\text{source}} - q_{\text{inst}} - q_{\text{MIS}} \\ u'_{\text{source}} &= u_{\text{source}} - u_{\text{inst}} - u_{\text{MIS}} \\ P_{\text{source}} &= \sqrt{q'^2_{\text{source}} + u'^2_{\text{source}}} \end{aligned}$$

Pour connaître l'angle de polarisation absolu de la source il est nécessaire d'observer une étoile standard fortement polarisée dont l'angle de polarisation par rapport au ciel est connue. On détermine ainsi la position sur l'image de l'angle 0 de l'instrument. Dans notre cas malheureusement, nous n'avons pas pu observer d'étoiles standards polarisées par manque de temps d'observation.

### Résultats

Après corrections des polarisations instrumentale et interstellaire pour chacune des observations J, H et K, nos résultats préliminaires ne montrent aucune polarisation linéaire significative ( $> 3\sigma$ ) dans aucune des bandes. Nous obtenons les limites supérieures suivantes ( $3\sigma$ ) :

$$P_J < 3.1\% \quad P_H < 3.9\% \quad P_K < 4.5\%$$

Ces résultats sont encore préliminaires et méritent d'être travaillés et approfondis mais il est peu probable que nous obtenions finalement un haut degré de polarisation. Ceci s'accorderait avec du rayonnement synchrotron optiquement épais. Si par contre les bandes J, H et K sont situées dans la partie optiquement mince comme le suggère les SEDs étudiées précédemment, on peut en déduire que la structure du champ magnétique dans les zones proches de la base des jets est faiblement ordonnée.

## CONCLUSION DU CHAPITRE

Grâce à un important échantillon de données multi-longueurs d'onde, nous avons pu étudier les connexions entre le flot central, le disque d'accrétion et les jets compacts dans GX 339-4. Nos principales conclusions peuvent se résumer de la façon suivante :

1. Nous observons une forte corrélation en loi de puissance entre les émissions IR et X pendant l'état dur, avec la présence d'une rupture de pente pour une luminosité X de l'ordre de  $\sim 10^{-3}L_{\text{Edd}}$ . La corrélation observée est similaire pour chaque sursaut, à la fois dans les phases de croissance et décroissance.
2. La rupture de pente et les valeurs des indices de corrélation peuvent être interprétés de façon cohérente en considérant un processus SSC dominant l'émission X couplé à une variation de la fréquence de coupure du spectre des jets. Notons que nos résultats ne sont pas incompatibles avec un rayonnement X produit par un flot d'accrétion radiativement inefficace de type ADAF. Cependant, l'étude préliminaire des SED radio-optique-IR obtenues avec le VLT ne semble pas s'accorder avec l'hypothèse impliquant la variation de la fréquence de coupure pour expliquer la rupture dans la corrélation

IR/X. Si ces résultats préliminaires sont confirmés, la nature de cette rupture restera donc à déterminer.

3. Les émissions optique et X sont également corrélées dans l'état dur. Nos résultats suggèrent que l'émission optique provient principalement des parties externes du disque d'accrétion. On estime toutefois la contribution des jets compacts à  $\lesssim 40\%$  dans la bande V.
4. Pendant l'état mou, les corrélations OIR/X indiquent également que le domaine OIR est dominé par l'émission des parties externes du disque. Cependant, nous montrons que la seule connaissance des indices de corrélation est insuffisante pour estimer l'influence de l'irradiation par l'émission X des parties internes du disque.
5. En comparant les courbes de lumière optique, IR et X durs lors des retours à l'état dur des sursauts 2002/03 et 2004/05, nous trouvons un retard supérieur à  $\sim 10$  jours entre les pics d'émission OIR et les pics d'émission X durs. Ce délai est donc incompatible avec l'hypothèse que les zones externes du disque sont principalement chauffées par l'irradiation de la source centrale de rayon X.
6. Les mesures de polarisation IR effectuées lors d'un état dur de la source ne montrent aucune polarisation linéaire significative, impliquant un rayonnement IR optiquement épais ou une structure peu ordonnée du champ magnétique à la base des jets compacts.



# DE L'EFFICACITÉ RADIATIVE DES TROUS NOIRS ACCRÉTANTS : L'ÉTUDE DE CAS H1743-322

# 6

## SOMMAIRE

6.1	BIOGRAPHIE DE H1743-322	123
6.2	OBSERVATIONS	124
6.2.1	Rayons X	124
6.2.2	Radio	127
6.2.3	Simultanéité	128
6.3	COMPORTEMENT GLOBAL	128
6.3.1	Sursaut 2004	130
6.4	CORRÉLATION RADIO - X	132
6.4.1	Vue d'ensemble	132
6.4.2	Facteur de suppression des jets compacts	134
6.4.3	Isoler la connexion jets compacts - flot central	134
6.4.4	H1743-322 et la corrélation « standard »	136
6.4.5	La corrélation universelle et les outliers	137
6.5	DISCUSSION	138
6.5.1	Une étoile à neutrons ?	138
6.5.2	Un trou noir « radio-faible » ou « X-intense » ?	138
6.5.3	Efficacité radiative du flot d'accrétion	139
6.5.4	Altération de l'émission des jets	146
	CONCLUSION	147

DANS ce chapitre, nous présentons les résultats d'une étude radio/X à long terme effectuée sur le candidat trou noir H1743-322. Cette source appartient à la population des outliers de la corrélation radio/X des trous noirs accrétants. Cette population montre, pour une luminosité X donnée, un niveau d'émission radio plus faible que les autres trous noirs stellaires tel GX 339-4. Nous possédons peu de données sur ces sources et celle-ci se restreignent à une

faible plage de luminosité. Par conséquent on ne sait dire si ces sources possèdent un couplage accréation-éjection intrinsèquement différent des autres sources et si elles restent sous-lumineuses en radio à basse et haute luminosité X. À travers l'étude de la corrélation entre les émissions radio et X de H1743-322 sur une période d'activité de sept ans, nous cherchons donc à apporter quelques réponses à ces questions.

Ce travail de recherche a donné lieu à une publication soumise à MNRAS et qui se trouve en annexe.



## 6.1 BIOGRAPHIE DE H1743-322

H1743-322 fut découverte lors d'un sursaut brillant en 1977-1978 par les satellites *Ariel V* et *HEAO I* (Doxsey et al. 1977, Kaluziński et Holt 1977). Durant les sept mois (minimum) que dura ce sursaut, la source atteignit 70 % de l'intensité du Crabe (1-10 keV). Ses caractéristiques spectrales amenèrent White et Marshall (1984) à classer l'objet compact comme candidat trou noir (BHC).

Ce n'est qu'en 2003 que la source montra de nouveau signe de vie et de façon très affirmée : elle débuta un sursaut long et puissant, détecté en premier lieu par le satellite *INTEGRAL* (Revnivtsev et al. 2003). La source fut alors nommée IGR J17464-3213 avant d'être démasquée par Markwardt et Swank (2003). Ce sursaut fut l'objet de nombreuses études dans la quasi-totalité des domaines de longueurs d'onde (e.g. Parmar et al. 2003, Joinet et al. 2005, Homan et al. 2005b, Capitanio et al. 2005, Lutovinov et al. 2005, Miller et al. 2006b, Kalemci et al. 2006, McClintock et al. 2009). On découvrit notamment les contreparties variables en radio (Rupen et al. 2003) et en optique (Steeeghs et al. 2003) ainsi qu'une paire de QPOs hautes fréquences à 165 Hz et 240 Hz (Homan et al. 2005b, Remillard et McClintock 2006). Des QPOs très similaires, de rapport 3:2 également, sont détectés dans trois autres sources dont l'objet compact est confirmé dynamiquement comme étant un trou noir : GRO J1655-40 (Strohmayer 2001a), GRS 1915+105 (Strohmayer 2001b) et XTE J1550-564 (Miller et al. 2001) (voir aussi McClintock et Remillard 2006). La présence de ces harmoniques dans H1743-322 renforce donc l'hypothèse de candidat trou noir.

Lors du retour en quiescence suivant le sursaut 2003, Corbel et al. (2005) détectèrent des éjections relativistes, en X et en radio, s'éloignant de la source centrale et dont le spectre était compatible avec le rayonnement synchrotron optiquement mince de particules très énergétiques (allant jusqu'à  $\sim 10$  TeV). On attribua donc ce rayonnement à l'interaction du plasma éjecté avec le milieu interstellaire. Le mouvement propre des jets en X permet également de dériver une limite supérieure à la distance de H1743-322 de  $10.4 \pm 2.9$  kpc. Sachant de plus que ses coordonnées ( $l = 357.255$  et  $b = -1.83$ ) la situent en direction du bulbe galactique et que sa densité de colonne d'hydrogène est relativement élevée, on attribue généralement à H1743-322 une distance de  $\sim 8$  kpc proche du centre galactique.

Le sursaut 2003 fut suivi par plusieurs périodes d'activité de plus faible intensité : en 2004 (Swank 2004), 2005 (Rupen et al. 2005), au début 2008 (sursaut 2008a dans la suite; Kalemci et al. 2008, Jonker et al. 2010), en septembre-novembre 2008 (sursaut 2008b dans la suite; Corbel et al. 2008b, Prat et al. 2009, Capitanio et al. 2009), en 2009 (Krimm et al. 2009, Motta et al. 2010) et au début 2010 (Yamaoka et al. 2009). La figure 6.1 montre la succession des sursauts en X entre 2003 et 2010 vu par *RXTE*/*ASM*.

Durant l'état dur de décroissance du sursaut 2008a, Jonker et al. (2010) reportent une corrélation radio/X de pente  $b = 0.18 \pm 0.01$  (avec  $L_R \propto L_X^b$ ), clairement plus faible que celle couramment observée dans les binaires X à trous noirs. En plaçant H1743-322 dans le diagramme radio/X des trous noirs galactiques, les auteurs trouvent également que H1743-322 est un outlier de la corrélation « traditionnelle ».

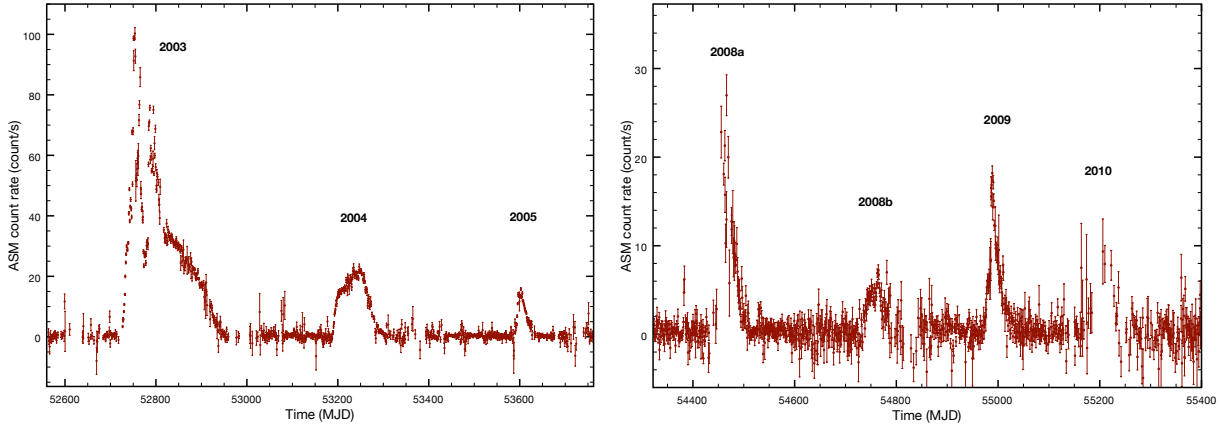


FIGURE 6.1 – Courbes de lumière *RXTE/ASM* de H1743-322 entre 2003 et 2010. On remarque un sursaut majeur en 2003, suivi de six sursauts mineurs entre 2004 et 2010. L'échelle d'intensité des deux graphes est différente pour plus de clarté.

## 6.2 OBSERVATIONS

### 6.2.1 Rayons X

#### *RXTE*

Nous avons analysé toutes les observations disponibles des données d'archives de *RXTE* entre le 1<sup>er</sup> janvier 2003 (MJD 52640) et le 13 février 2010 (MJD 55240). Les données ont été réduites à l'aide de la version 6.8 des *HEASOFT* et selon la procédure standard décrite au chapitre 4.

En plus des spectres PCA et HEXTE, nous avons construit les diagrammes intensité-dureté de chaque sursaut à partir des données PCA. Nous avons utilisé l'ensemble des couches du PCU2 pour extraire le taux de comptage moyen (corrige du bruit de fond) dans les bandes 2.5–6.1 keV et 9.4–18.5 keV (canaux 2–10 et 19–40 respectivement). Le rapport de la deuxième bande sur la première définit le rapport de dureté, et leur somme est utilisée comme intensité.

Les ajustements spectraux des données PCA et HEXTE ont été effectués avec la version 12.5.1n du logiciel *XSPEC*. La procédure d'analyse et les modèles utilisés sont identiques à ceux décrits au chapitre 5. La densité de colonne d'hydrogène a été fixée à la valeur obtenue par [Prat et al. \(2009\)](#) à l'aide des satellites *Swift* et *XMM/Newton* :  $N_{\text{H}} = 1.8 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . Les courbes de lumière PCA et HEXTE sont présentées sur les figures 6.2 et 6.3.

Le  $\chi^2$  réduit moyen obtenu lors de ces ajustements est de 1.04, avec un minimum de 0.74 et un maximum de 1.21.

#### *Autres satellites X*

Nous avons également utilisé les flux X des satellites *Swift* et *Chandra* obtenus par [Jonker et al. \(2010\)](#). Ces observations ont été effectuées lorsque la luminosité de la source était particulièrement faible, elles s'avèrent donc essentielles pour contraindre la corrélation radio/X à bas flux.

À partir de la densité de colonne d'hydrogène et de l'indice de photon de la loi de puissance fournis par les auteurs, nous avons d'abord converti leurs flux non-absorbés 0.5–10 keV

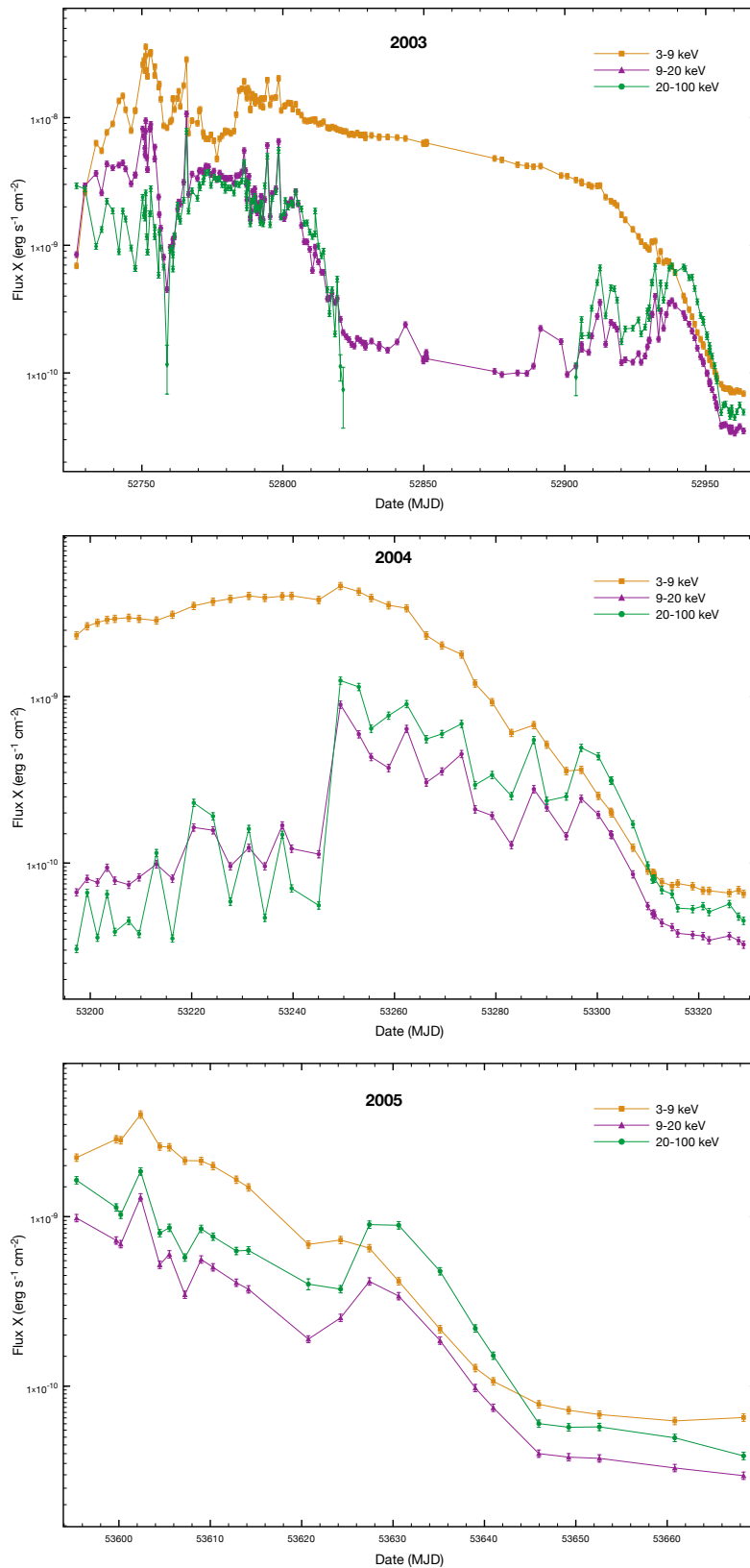


FIGURE 6.2 – Courbes de lumière RXTE/PCA et RXTE/HEXTE des sursauts 2003, 2004 et 2005 de H1743-322. Les couleurs jaune, violet et vert indiquent respectivement les flux non-absorbés dans les bandes 3-9, 9-20 et 20-100 keV.

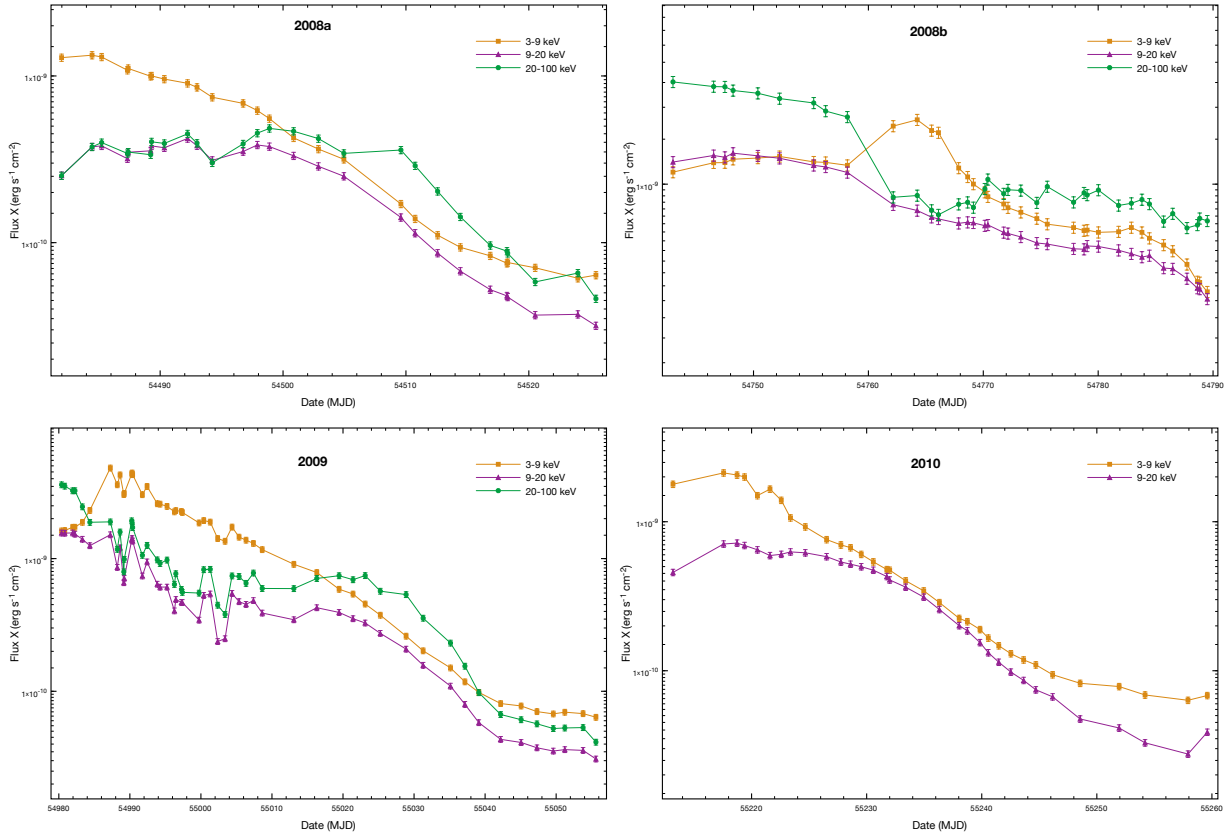


FIGURE 6.3 – Courbes de lumière *RXTE/PCA* et *RXTE/HEXTE* des sursauts 2008a, 2008b, 2009 et 2010 de H1743-322. Les codes couleur sont identiques à la figure 6.2.

en flux absorbés 3–9 keV à l'aide de l'outil *Webpimms*<sup>1</sup>. Pour des raisons de cohérence, ces flux ont ensuite été corrigés de l'absorption avec la même densité de colonne que celle utilisée pour les données *RXTE*. Néanmoins, si nous corrigeons l'absorption avec le  $N_{\text{H}}$  de  $2.3 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$  utilisé par [Jonker et al. \(2010\)](#), l'écart de flux obtenu ne dépasse pas 2%.

### Classification des états spectraux X

Nous avons classé les observations en état X selon la définition de [Homan et Belloni \(2005\)](#). Toutefois, pour plus de clarté, nous avons regroupé les états intermédiaire dur et intermédiaire mou en un seul état intermédiaire. Cette distinction s'est avérée suffisante pour l'objet de nos travaux. Par conséquent, nous distinguerons dans la suite les états dur, mou et intermédiaire.

### Émission X diffuse du plan galactique

Comme discuté au chapitre précédent, nous nous sommes attachés à corriger les flux PCA de l'émission X diffuse du plan galactique. D'après notre analyse, cette émission commence à être significative quand le flux 3-9 keV de H1743-322 approche  $\sim 10^{-10} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . En se basant sur l'analyse de neuf observations en 2004 (MJD 53021-53055), [Kalemci et al.](#)

1. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>

(2006) ont estimé un flux X galactique dans la bande 3–25 keV de  $1.08 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . En analysant de nouveau ces données, nous estimons un flux 3–9 keV non absorbé de  $(6.0 \pm 0.6) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , en accord avec les résultats de Kalemci et al. (2006). Nous avons donc soustrait cette valeur à l'ensemble de nos flux PCA 3–9 keV après avoir vérifié, comme décrit au chapitre précédent, qu'une simple soustraction de flux était appropriée.

## 6.2.2 Radio

### ATCA

Nous avons effectué un total de 38 observations de H1743-322 avec ATCA entre le 24 avril 2003 (MJD 52753) et le 13 février 2010 (MJD 55240). Nous avons mené les observations dans deux bandes de fréquences simultanées, centrées sur 4.8 GHz et 8.64 GHz, puis sur 5.5 GHz et 9 GHz après la mise en place du nouveau système CABB en avril 2009 (voir chapitre 4).

La réduction et l'analyse des données a été effectuée selon la procédure standard décrite au chapitre 4, en utilisant PKS 1934-638 et PMN 1729-37 comme calibrateur primaire et secondaire respectivement. Pour la réduction des données CABB, nous avons utilisé un algorithme de déconvolution multi-fréquences (Sault et Wieringa 1994), plus adapté à la largeur de bande de 2 GHz.

### VLA

H1743-322 a été régulièrement suivie par le VLA entre 2003 et 2010. Les flux radio présentés dans ce chapitre sont issus de données publiées, de données d'archives non publiées et d'une campagne d'observation que nous avons menée en 2009.

Pour les sursauts 2003, 2005 et 2008a, nous avons utilisé les flux radio publiés par Rupen et al. (2008a;b), Jonker et al. (2010) et McClintock et al. (2009). La réduction et l'analyse de ces données sont détaillées dans les références mentionnées.

Pour le sursaut 2004, nous avons utilisé les flux radio de Rupen et al. (2004; 2005) et récupéré les données d'archives non publiées de la base du NRAO<sup>2</sup>.

Pour le sursaut 2009, nous avons déclenché une campagne d'observation VLA, en collaboration avec James Miller-Jones et collaborateurs, après la détection d'un flare X par le moniteur BAT (*Burst Alert Telescope*) à bord du satellite *Swift* le 26 mai 2009 (Krimm et al. 2009), annonçant le début du sursaut. Cette campagne a couvert le sursaut de l'état dur initial jusqu'au retour en quiescence. La dernière observation a été conduite le 6 août 2009. Nous avons principalement observé à 8.46 et 4.86 GHz et quelques fois à 1.4 GHz et 22.4 GHz, bien que la source ne fut jamais détectée à ces fréquences. Durant le programme d'observations, l'interféromètre se trouvait dans les configurations CnB et C.

Les données d'archives du sursaut 2004 et celles de notre campagne d'observation ont été réduites à l'aide de la suite de logiciel AIPS en suivant la procédure standard décrite au chapitre 4. Nous avons utilisé 3C286 comme calibrateur primaire et J1744-3116 comme calibrateur secondaire.

---

2. <https://archive.nrao.edu/archive/e2earchivex.jsp>

### 6.2.3 Simultanéité

Pour la majorité des observations radio, nous avons pu trouver des observations X quasi-simultanées ( $\Delta t \leq 1$  jour). Dans les cas contraires, nous avons estimé le flux X par interpolation de la courbe de lumière PCA à partir d'ajustements polynomiaux. L'incertitude introduite par cette méthode est en principe faible car lorsque nous y avons eu recours, l'évolution du flux s'est avérée régulière.

Lorsque le flux X manquant n'était pas encadré par des observations PCA, nous avons converti le taux de comptage ASM en flux 3–9 keV non absorbé avec *WebPimms*, en utilisant les paramètres spectraux de l'observation X la plus proche. Cette méthode a été utilisée pour deux dates au début du sursaut 2008a (MJD 54472 et MJD 54475) et une date au début du sursaut 2005 (53589).

## 6.3 COMPORTEMENT GLOBAL

Nous mentionnons dans la suite certaines particularités ou certains événements notables qui pourraient (ou non) être liés au statut d'outlier de H1743-322. Le but n'étant pas d'être exhaustif dans notre description, nous invitons le lecteur plus curieux à se référer aux articles mentionnés en section 6.1; les sursauts 2003, 2008a, 2008b et 2009 y sont analysés en détail. Une analyse radio/X du sursaut 2009, à laquelle nous avons participé, sera également présentée par Miller-Jones et al. (en préparation). Le sursaut 2005 a malheureusement été très peu couvert par les instruments X et radio, par conséquent il n'existe aucune étude précise du comportement de H1743-322 pendant cette phase. Le sursaut 2004 a bénéficié d'une couverture plus importante mais n'a pas été étudié non plus.

La figure 6.4 présente les HIDs de chaque sursaut. Les détections radio y sont indiquées ainsi que les données sélectionnées pour déterminer la corrélation radio/X présentée en figure 6.7 (voir section 6.4.3). Ces HIDs montrent que parmi les six sursauts, seul celui de 2003 semble exhiber le chemin complet dans le HID en transitant par l'ensemble des états X. Cependant, l'analyse de la variabilité X du sursaut 2009 de Motta et al. (2010) semble indiquer que la source a atteint l'état mou entre MJD 54992 et MJD 55013. Le sursaut 2004 montre certaines caractéristiques assez singulières que nous aborderons dans la section suivante

**Indice spectral radio :** Lors de notre analyse radio globale, nous avons également remarqué que même dans les états les plus durs, où l'émission radio est stable et peut être attribuée aux jets compacts, l'indice spectral radio est très souvent légèrement négatif, i. e.  $\alpha \in [-0.2, 0]$  (avec  $F_\nu \propto \nu^\alpha$ ). Il est intéressant de noter que cette particularité semble être partagée par d'autres outliers : XTE J1650-500 (Corbel et al. 2004) et Swift J1753.5-0127 (Soleri et al. 2010).

**Amollissement du spectre X à bas flux :** Une dernière remarque à propos de la figure 6.4. On constate une diminution du rapport de dureté quand la source atteint de faibles taux de comptage (typiquement  $\sim 20$  coups/s sur le HID). Cet « amollissement » du spectre X n'est pas intrinsèque à la source, car les taux de comptage PCA utilisés dans les HID n'ont pas été corrigés du flux de l'émission X galactique. Nous souhaitons conserver le HID indépendant des modèles. Or l'émission galactique présente un spectre caractéristique particulièrement

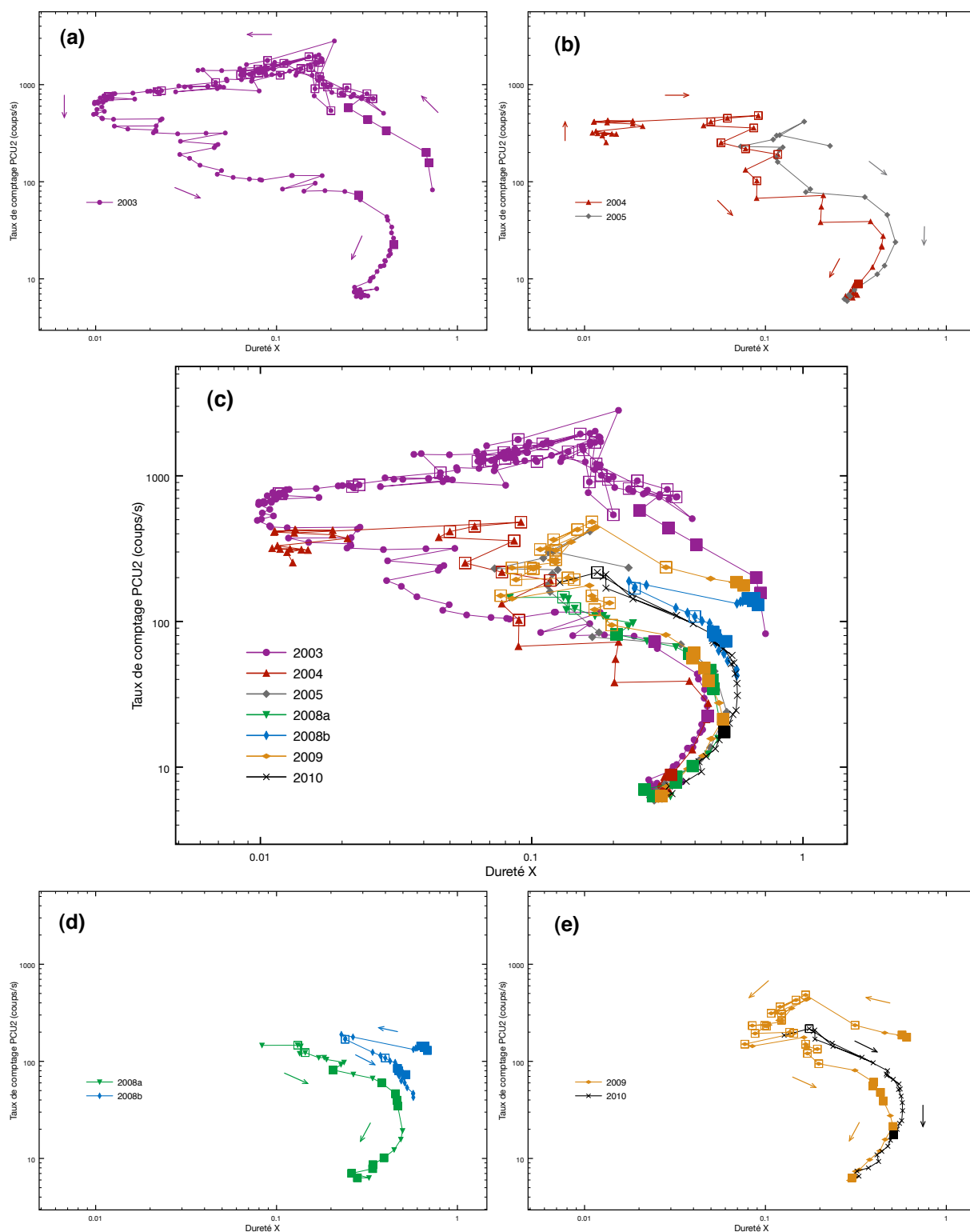


FIGURE 6.4 – Diagrammes intensité-dureté de H1743-322 entre 2003 et 2010. Les diagrammes ont été séparés en plusieurs graphes pour faciliter leur lecture. Les carrés (pleins et vides) signalent les détections radio et sont placés à la position de l'observation RXTE la plus proche. Les carrés pleins indiquent les données sélectionnées pour le diagramme radio/X de la figure 6.7. Les flèches montrent l'évolution temporelle au cours du sursaut. On remarque que seuls les sursauts 2003 et 2004 ont atteint des rapports de dureté typiques de l'état mou. Les autres sursauts ont atteint des duretés intermédiaires caractéristiques des états intermédiaires dur et mou (mais voir Motta et al. 2010). On note également que le sursaut 2004, bien qu'incomplet sur le graphe, semble avoir suivi un cycle « inversé » dans le HID (voir texte).



mou avec une loi de puissance de l'ordre de  $\sim 2.4$ . L'amollissement apparent du spectre X de la source est donc dû à la contamination de l'émission galactique.

### 6.3.1 Sursaut 2004

Aucune étude n'a été publiée sur le sursaut 2004, probablement parce que les données X et radio disponibles sont peu nombreuses. Or ce peu de données révèlent des particularités intéressantes qui méritent que l'on s'y attarde quelque peu.

**Cycle « inversé » :** Les observations PCA ont débuté le 11 juillet 2004 (MJD 53197), quand la source était encore dans la phase montante du sursaut. À cette date, comme on le voit sur la figure 6.4b, H1743-322 se trouvait déjà dans l'état mou et son intensité a continué de croître en restant dans cet état. Près du pic du sursaut ( $\sim$ MJD 53235), elle débuta la transition vers l'état dur. D'après la courbe de lumière ASM sur la figure 6.1, l'intensité de la source n'a pas cessé d'augmenter de la sortie de l'état quiescent jusqu'à la première observation PCA. Par conséquent, si la source a effectué une transition initiale de l'état dur vers l'état mou avant d'être observée par PCA, cette transition s'est produite à une luminosité plus basse que la transition mou vers dur. En d'autres termes, la source a tracé un chemin inverse dans le HID lors de son sursaut 2004. Un comportement à peu près similaire a été observé pour la source 4U 1630-47 lors de son sursaut 2002-2004 (Tomsick et al. 2005). Mais à notre connaissance, ce cas reste la seule autre occurrence de cycle « inversé » dans un HID.

**Phase d'éjection lors de la transition mou vers dur :** Une autre caractéristique inhabituelle observée pendant ce sursaut est la détection de l'émission lors de la transition état mou vers état dur (carrés vides dans le HID 2004 de la figure 6.4). La figure 6.5 présente l'évolution des flux X-mous (3-9 keV), X-durs (9-100 keV), du rapport de dureté X, des flux radio 4.86 et 8.46 GHz du VLA et de l'indice spectral radio, pendant cette transition. L'évolution du flux radio et de l'indice spectral indique un flare radio. Le flux radio augmente brusquement d'un facteur  $\geq 10$  en six jours avec un indice spectral initialement plat ou légèrement positif typique du rayonnement synchrotron auto-absorbé. S'en suit une décroissance plus lente sur  $\sim 30$  jours, pendant laquelle l'indice spectral devient négatif, suggérant que le plasma éjecté devient optiquement mince au rayonnement émis. Ce comportement est en accord avec les modèles d'émission synchrotron d'une bulle de plasma en expansion adiabatique. Ces modèles prédisent en effet qu'initialement, le rayonnement est optiquement épais et croît rapidement à mesure que la surface émettrice de la bulle augmente. L'expansion entraîne ensuite une diminution de la densité d'électrons, de l'intensité du champ magnétique et de l'énergie interne due aux pertes adiabatiques. L'émission synchrotron devient alors optiquement mince et diminue exponentiellement.

Le VLA se trouvait dans la configuration D pour les deux premières observations de la figure 6.5c et dans la configuration A pour les suivantes. L'analyse des données ne montre aucune séparation angulaire significative entre la position de la source radio et celle connue de H1743-322. Sachant que la configuration A possède la meilleure résolution angulaire ( $\sim 0.3''$  à 8.46 GHz), ceci suggère que ce flare radio est bien issu de la source centrale et ne résulte pas de l'interaction d'éjecta émis plus tôt dans le sursaut avec le milieu environnant.



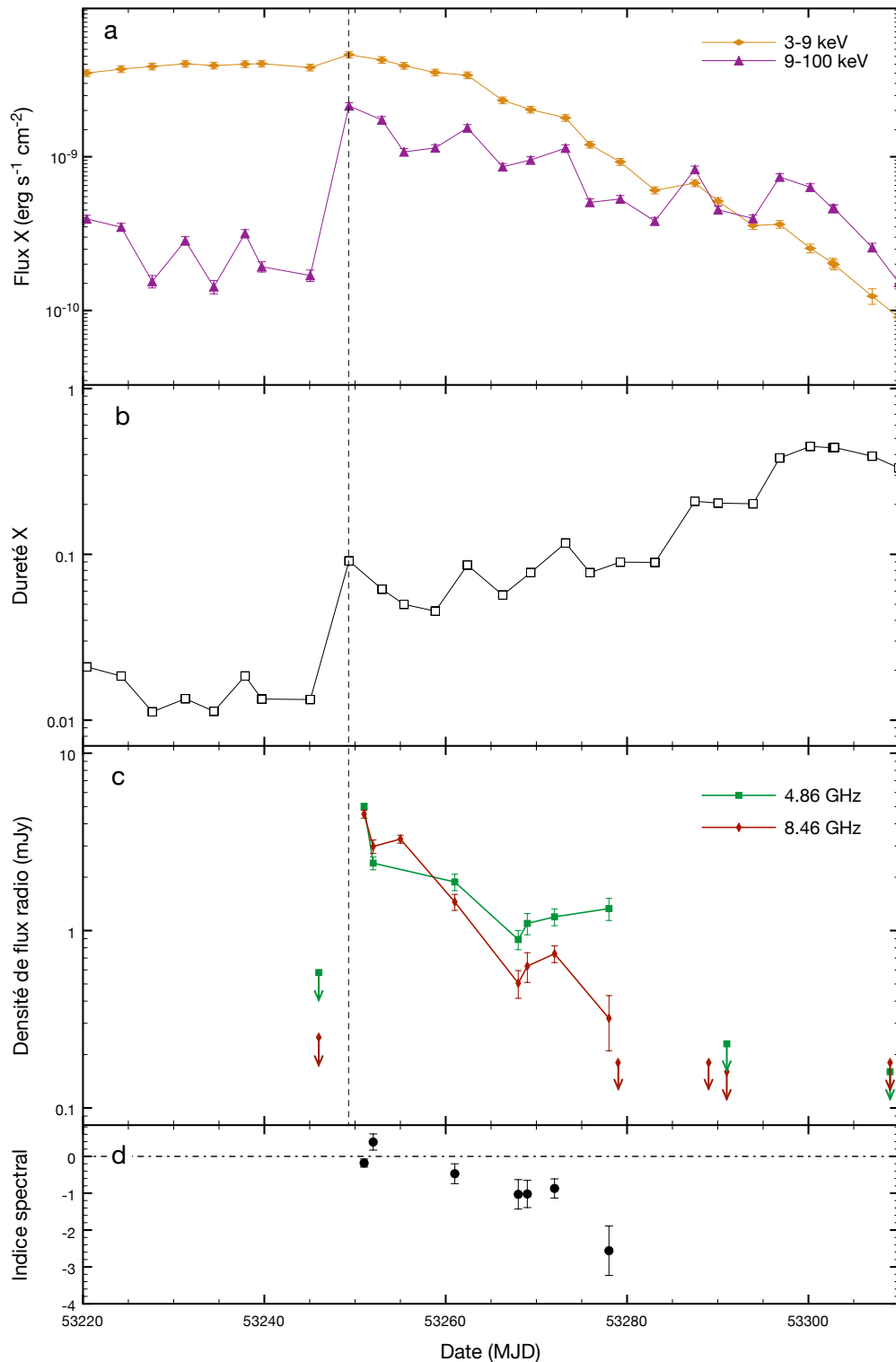


FIGURE 6.5 – Évolution temporelle de l'activité X et radio lors de la transition état mou vers état dur du sursaut 2004. (a) : Courbes de lumières PCA et HEXTE dans les bandes 3-9 keV et 9-100 keV. (b) : Rapport de dureté X. (c) : Courbes de lumière VLA à 4.86 et 8.46 GHz. La ligne tiretée verticale indique le pic de flux X-dur et du rapport de dureté. (d) : Indice spectral radio  $\alpha$  défini par  $F_\nu \propto \nu^\alpha$ . La ligne tiretée-pointillée correspond à un spectre radio plat.

On note également sur les figures 6.5a,b que ce flare radio s'accompagne d'un accroissement du flux X-dur d'un facteur  $\sim 10$ . Le flux X-mou reste sensiblement identique, on observe donc une augmentation de la dureté X. Le pic X semble légèrement précéder le pic radio ; cependant, la couverture n'est pas suffisante pour conclure sur la causalité de ces événements. D'un point de vue spectral, on constate une simple augmentation de la normalisation de la loi de puissance sans changement de l'indice de photons ( $\Gamma \sim 2.3$ ). La température et le rayon interne du disque restent stables également, avec  $kT_{\text{in}} \sim 0.9$  keV et un rayon interne compatible avec la dernière orbite stable d'un trou noir de Schwarzschild de  $6M_{\odot}$ . Le flux de la loi de puissance augmente d'un facteur  $\sim 10$  et celui du disque diminue légèrement de  $\sim 20\%$ .

Ce changement quasi-simultané de l'émission X lorsque se produit le flare radio renforce l'idée que ce flare est bien issu de la source centrale et non de son environnement proche. La présence d'un flare radio lors de la transition mou vers dur est un événement qui n'a jamais été observé jusqu'ici. Il est vrai que la transition mou vers dur dans le domaine radio est très peu contrainte dans la littérature, en partie parce qu'elle s'effectue à plus faible luminosité que la transition opposée. En général, la couverture radio est faible et les quelques observations ne donnent que des limites supérieures. Pour les sources où cette transition a été bien couverte en radio, on n'observe aucune trace d'un quelconque flare associé à la source centrale. Dans certains cas, il subsiste une émission radio résiduelle continue, mais elle est généralement associée à l'interaction d'éjecta avec le milieu environnant. L'absence de preuve n'étant pas la preuve de l'absence, la question des flares radio pendant la transition mou vers dur est clairement débattue. Pour expliquer les flares observés lors de la transition dur vers mou, une des interprétations principales est que le facteur de Lorentz moyen de la matière éjectée augmente rapidement au moment de la transition vers l'état mou (voir chapitre 1 et Fender et al. 2004). La matière plus rapide rentre en collision avec la matière plus lente provoquant des chocs internes qui se traduisent en flares radio. Quand la transition se fait dans le sens opposé (mou vers dur), il n'y a pas de matière plus lente avec laquelle rentrer en collision (cf. suppression des jets dans l'état mou) et donc pas de flares radio, ce qui concordait jusqu'ici avec les observations. Nos résultats sont donc en désaccord avec cette interprétation et pourraient donc remettre en cause ce scénario de chocs internes.

## 6.4 CORRÉLATION RADIO - X

### 6.4.1 Vue d'ensemble

Pour obtenir une première vue d'ensemble de la connexion radio/X de H1743-322, nous utilisons notre échantillon complet de données sans restriction sur l'état X ni sur l'origine de l'émission radio (jets compacts, éjections discrètes, interaction avec le MIS). La figure 6.6 montre l'évolution du flux radio<sup>3</sup> à 8.5 GHz en fonction du flux X 3-9 keV non-absorbé, au cours des sept sursauts de 2003 à 2010. La figure 6.6a regroupe les données par état X et la figure 6.6b par sursaut.

**Comportement à haut flux :** Au-delà d'un flux X  $\sim 2 \times 10^{-10}$  erg s<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>, le comportement de H1743-322 semble compatible, à première vue, avec le schéma radio/X usuel d'un trou noir

3. Nous mentionnons 8.5 GHz pour simplifier car les données radio proviennent du VLA (8.46 GHz) et d'ATCA (8.64 GHz).

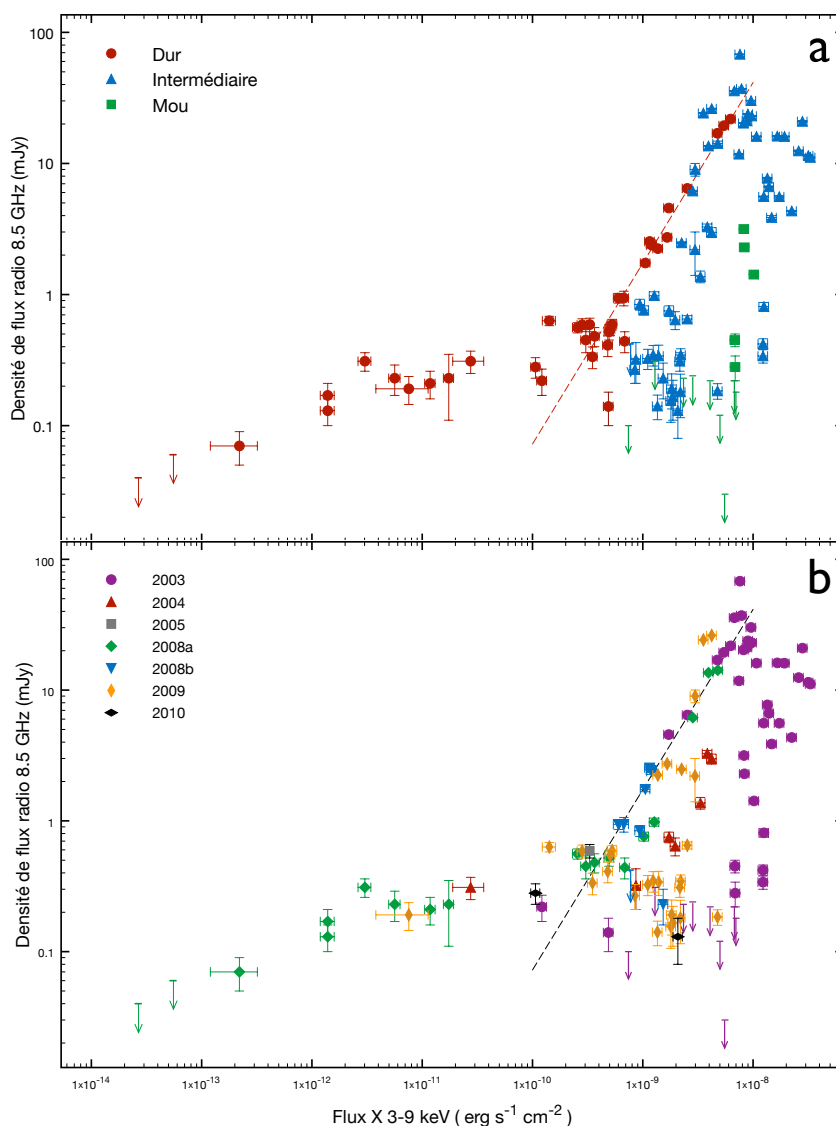


FIGURE 6.6 – Densité de flux radio à 8.5 GHz en fonction du flux 3-9 keV quasi-simultané sur la période 2003-2010. (a) : Les données sont regroupées par état spectral X. Les couleurs rouge, vert et bleu correspondent respectivement aux états dur, intermédiaire et mou. La droite tiretée indique l'ajustement statistique des données à haut flux de l'état dur (voir texte). Les flèches indiquent les limites supérieures. (b) : Identique à la figure (a) mais les données sont regroupées par sursaut.

en sursaut (voir e.g. [Fender et al. 2009](#) pour une discussion récente et détaillée du sujet). L'état dur montre en effet que les émissions X et radio sont corrélées sur environ deux ordres de grandeurs en radio. C'est également l'état durant lequel, en moyenne, l'émission radio est la plus élevée pour une luminosité X donnée. Dans l'état intermédiaire, l'émission X augmente mais n'est plus corrélée avec l'émission radio. Pour la majorité des observations dans cet état, les spectres radio montrent un indice négatif ( $\alpha \leq -0.5$ ) compatible avec l'émission optiquement mince d'éjections transitoires. Dans l'état mou, les données radio sont majoritairement des limites supérieures.

**Comportement à bas flux :** On remarque ensuite que les données à flux  $X \leq 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  dévient nettement de la corrélation radio/ $X$  observée à plus haut flux. La plupart de ces points sont issus de la décroissance du sursaut 2008a (losanges verts sur la figure 6.6b). Ces données proviennent des satellites *Chandra* et *Swift* et du VLA (Jonker et al. 2010). L'écart de ces points par rapport au reste des données n'est pas dû à une différence de normalisation entre les satellites utilisés. Certaines des observations de *Chandra* et *Swift* étaient en effet simultanées avec des pointés PCA. Après correction de l'émission du plan galactique, nous n'avons pas constaté de différence significative entre les flux *RXTE* et ceux des deux autres satellites. L'origine de l'émission radio pendant cette décroissance n'est pas claire car la plupart des observations VLA n'ont été conduites qu'à une seule fréquence (8.46 GHz). Pour trois d'entre elles néanmoins, nous avons des limites supérieures sur le flux 1.4 GHz. Malheureusement, les limites inférieures qu'elles impliquent sur l'indice spectral  $\alpha \geq -0.58, -0.53$  et  $-0.60$  englobent les deux possibilités de spectre optiquement épais et mince. Notons toutefois que Jonker et al. (2010) ont combiné ces trois observations à 1.4 GHz, qui s'étalent sur  $\sim 10$  jours, et reportent une détection à  $0.431 \pm 0.097$  mJy. En combinant de la même façon les observations à 8.46 GHz pour ces trois même dates, ils obtiennent un flux moyen de  $0.175 \pm 0.028$  mJy. Ils déduisent donc un indice spectral 1.4-8.46 GHz de  $-0.50 \pm 0.15$ , impliquant un rayonnement optiquement mince. On remarque cependant que les données des sursauts 2004 et 2009 (et potentiellement 2003 et 2010) suivent la même déviation qu'en 2008a, bien qu'elles ne s'étendent pas à aussi bas flux. Les spectres radio de ces observations montrent par contre un indice spectral  $\alpha \gtrsim 0$  compatible avec l'émission de jets compacts. Ceci suggère plutôt que cette déviation est un événement récurrent, représentatif d'un changement dans la connexion accrétion-éjection de la source à faible taux d'accrétion. La nature de cette transition sera discutée ultérieurement.

#### 6.4.2 Facteur de suppression des jets compacts

La chute de l'émission radio du cœur de la source lorsque celle-ci atteint l'état mou est généralement attribuée à la suppression des jets compacts. Or cette hypothèse s'appuie sur le facteur de suppression des jets, qu'on peut définir comme le rapport entre le flux radio le plus élevé qu'on puisse attribuer aux jets compacts dans un état dur donné et la limite supérieure la plus basse qu'on obtient dans l'état mou qui suit. Dans le cas de H1743-322, la limite supérieure à  $3\sigma$  obtenue pendant l'état mou 2003 (MJD 52863) entraîne un facteur de suppression de  $\sim 700$ . À notre connaissance, c'est la contrainte la plus forte à ce jour (voir Fender et al. 1999a, Corbel et al. 2001; 2004) appuyant l'hypothèse de suppression des jets compacts dans l'état mou.

#### 6.4.3 Isoler la connexion jets compacts - flot central

La corrélation radio/ $X$  des trous noirs galactiques est habituellement observée pendant l'état dur « canonique » où l'émission radio est attribuée aux jets compacts et où le spectre  $X$  est dominé par l'émission non-thermique du flot central. Pour étudier les détails de cette connexion dans H1743-322, nous avons restreint nos données selon les critères suivants :

1. L'indice de photons  $\Gamma$  de la loi de puissance correspond aux valeurs associée à l'état dur ( $\Gamma > 2.0$ ).

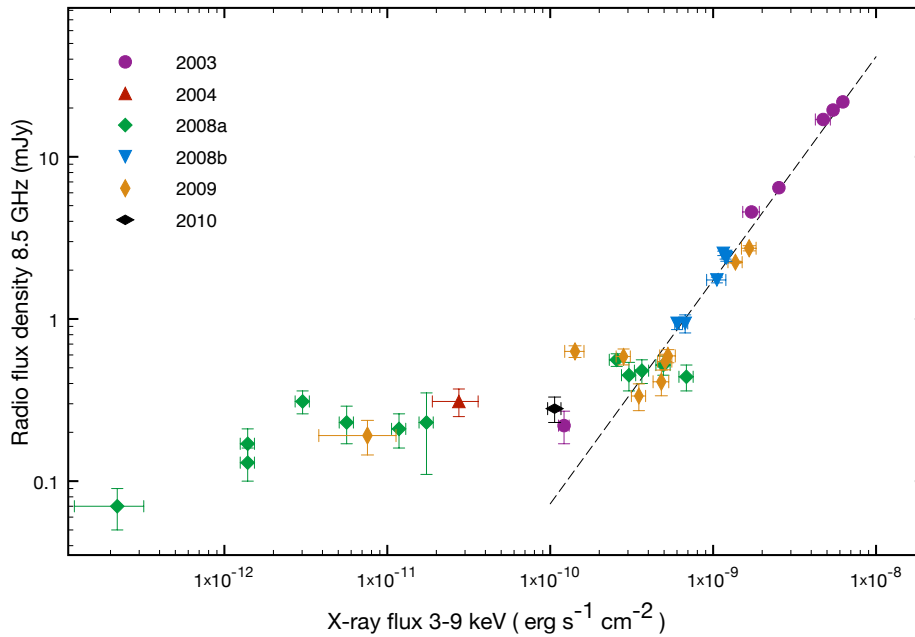


FIGURE 6.7 – Densité de flux radio à 8.5 GHz en fonction du flux 3-9 keV quasi-simultané. Ce graphe présente le jeu de données restreint à l'émission des jets compacts et du flot central (voir texte). La droite tiretée indique l'ajustement des données à l'aide d'une loi de puissance  $F_{\text{Rad}} = k F_X^b$ , où  $F_{\text{Rad}}$  et  $F_X$  sont les flux radio et X respectivement. L'ajustement ne tient compte que des données de flux  $F_X \geq 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  et donne les paramètres suivants :  $b = 1.38 \pm 0.03$  et  $k = 4.43 \times 10^{12}$ .

2. La contribution du disque est négligeable dans la bande 3-9 keV, i.e., l'ajustement statistique ne requière pas de modèle de disque.
3. Le spectre radio est compatible avec l'émission de jets compacts, i.e.,  $\alpha \geq -0.2$ .
4. L'évolution du flux radio est régulière et donc, en principe, caractéristique de jets compacts.

Nous avons également exclu les observations radio consécutives à un flare majeur, car il est probable que le flot continu de matière caractéristique des jets compacts soit interrompu après ce genre d'événements.

Le diagramme radio/X obtenu avec ces données filtrées est présenté en figure 6.7. Pour des flux X supérieurs à  $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , on note une forte corrélation, comme le laissait présager la figure 6.6. On ajuste ces données avec une loi de puissance de la forme  $F_{\text{Rad}} = k F_X^b$ , où  $F_{\text{Rad}}$  et  $F_X$  sont respectivement le flux radio à 8.5 GHz (en mJy) et le flux X 3-9 keV (en  $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ). Nous obtenons  $b = 1.38 \pm 0.03$  et  $k = 4.43 \times 10^{12}$ . Le coefficient de corrélation  $b \sim 1.4$  diffère clairement de la gamme de valeurs généralement observée ( $b \sim 0.5 - 0.7$ ) pour d'autres trous noirs (e.g. GX 339-4, V404 Cyg, XTE J1118+480; voir Corbel et al. 2003, Gallo et al. 2003b, Xue et Cui 2007; Corbel, Körding et Kaaret 2008a). Il correspond par contre à celui observé pour les étoiles à neutrons dans l'état « île » (voir chapitre 1 et Migliari et Fender 2006). Comme précisé en introduction, Jonker et al. (2010) reportent un indice de corrélation  $b = 0.18 \pm 0.01$ . Toutefois, leur ajustement ne se base que sur les données à bas flux du sursaut 2008a qui appartiennent à une phase de transition.

On remarque cependant que ce sont les données à haut flux du sursaut 2003 (puisque'il est le plus brillant des sursauts étudiés ici) qui semblent contraindre le coefficient de corrélation. Si l'on exclue ces cinq points de l'ajustement statistique, on obtient l'intervalle de confiance à 99.99% suivant pour l'indice de corrélation :  $b \in [1.19, 1.65]$ . Ce qui reste en très bon accord avec le résultat précédent et favorise une pente constante pour tous les sursauts.

#### 6.4.4 H1743-322 et la corrélation « standard »

Pour situer H1743-322 vis à vis des corrélations « standard » radio/X des binaires X à trous noirs et étoiles à neutrons, nous présentons en figure 6.8 les données de H1743-322, GX 339-4 (ces données couvrent les sept sursauts de la période 1997-2010 et sont présentées en détail au chapitre 7 et dans Corbel et al. en préparation), V404 Cyg (Gallo et al. 2003b, Corbel et al. 2008a) et des étoiles à neutrons Aql X-1 (Tudose et al. 2009, Miller-Jones et al. 2010) et 4U 1728-34 (Migliari et Fender 2006). Pour la conversion des flux en luminosité, nous avons utilisé une distance de 8 kpc pour GX 339-4 (Hynes et al. 2003; 2004) et la distance récemment révisée de V404 Cyg : 2.39 kpc (Miller-Jones et al. 2009). Pour les étoiles à neutrons, Aql X-1 est estimée à 5.2 kpc (Jonker et Nelemans 2004) et 4U 1728-34 à 4.6 kpc (Galloway et al. 2003).

La figure 6.8 montre que pour des luminosités intermédiaires ( $\sim 10^{36-37} \text{ erg s}^{-1}$ ), H1743-322 se situe nettement sous la corrélation « traditionnelle » des trous noirs, mais n'est pas compatible non plus avec celle des étoiles à neutrons. Une caractéristique importante qui apparaît sur cette figure est que les points qui s'écartaient de la corrélation de H1743-322 semblent rejoindre la corrélation « standard » et la suivre une fois atteinte. Ceci renforce l'idée que cette déviation est une transition significative du couplage entre les jets compacts et le flot central.

Cette transition peut grossièrement s'ajuster par une loi de puissance d'indice  $b = 0.23 \pm 0.07$ , entre les luminosités 3-9 keV :  $2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  et  $2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ . En luminosité bolométrique (3-100 keV) et en unité d'Eddington, ces luminosités deviennent respectivement  $L_{\text{stand}} \sim 5 \times 10^{-5} L_{\text{Edd}}$  et  $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  pour un trou noir de  $10 M_{\odot}$ . Précisons cependant que les données qui constituent cette transition proviennent des états durs finaux des différents sursauts, la source n'ayant jamais été observée suffisamment tôt lors des états durs initiaux. On ne peut donc pas affirmer que cette transition s'opère également dans le sens opposé.

Comme mentionné en introduction de ce chapitre, H1743-322 est identifiée comme outlier de la corrélation radio/X traditionnelle, ce que confirment nos résultats. Les données radio/X disponibles jusqu'ici pour ces sources étaient peu nombreuses et se limitaient à un domaine de luminosité restreint ( $< 1$  ordre de grandeur). Parmi les principales questions associées à ces sources, on cherche donc à savoir :

1. si elles maintiennent leur comportement à faible et à haut taux d'accrétion,
2. si leurs émissions X et radio sont également corrélées,
3. si oui, est-ce quelles suivent une corrélation de pente différente ou bien de même pente mais avec une normalisation plus basse ?

Dans le cas de H1743-322, les émissions X et radio sont effectivement corrélées, mais sur un domaine de luminosité 3-100 keV compris entre  $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  et  $L_{\text{max}} \sim 6 \times 10^{-2} L_{\text{Edd}}$ . Sur cette plage de luminosité, nous avons mesuré une pente  $b = 1.38 \pm 0.03$ , ce qui constitue la première mesure précise de l'indice de corrélation radio/X d'un outlier. Si H1743-322 est

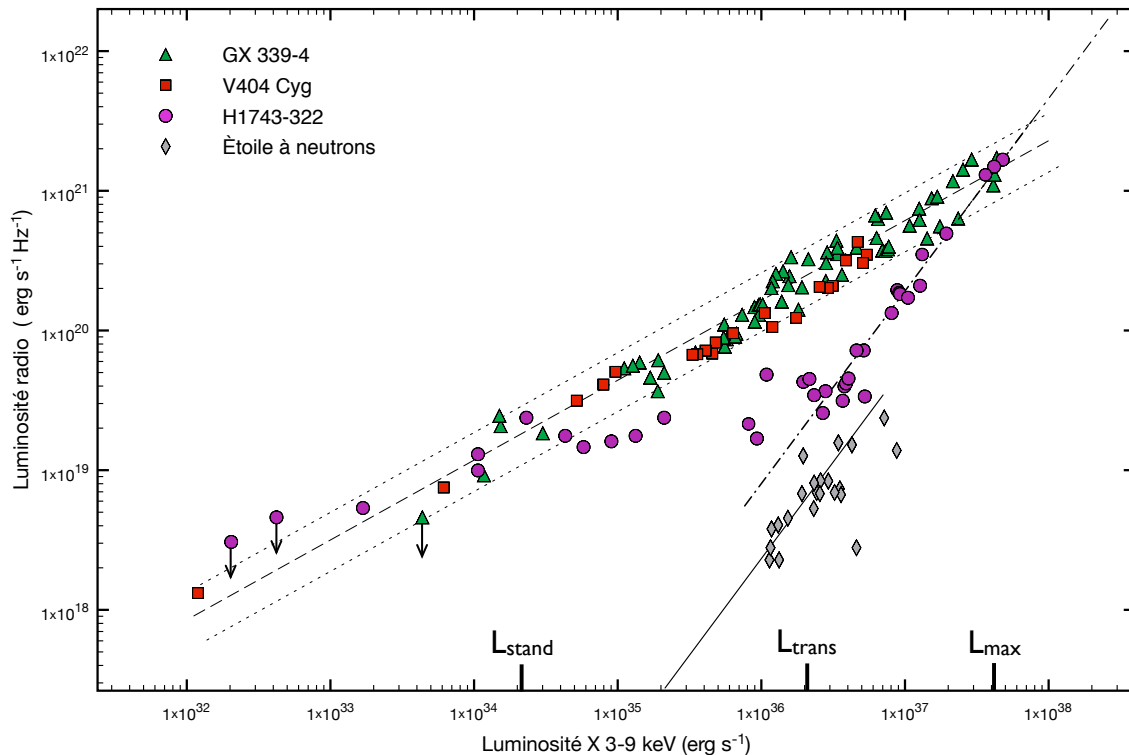


FIGURE 6.8 – Luminosité radio (8.5 GHz) en fonction de la luminosité X (3-9 keV) pour les trous noirs H1743-322, GX 339-4 et V404 Cyg dans l'état dur et les étoiles à neutrons Aql X-1 et 4U 1728-34 dans l'état île. La droite tiretée correspond à l'ajustement des données V404 Cyg et GX 339-4 avec une loi puissance  $L_{\text{Rad}} \propto L_{\text{X}}^b$ , d'indice  $b \sim 0.6$ . Les deux droites pointillées délimitent la dispersion autour de la corrélation. La droite tiretée-pointillée et la droite continue correspondent respectivement à l'ajustement des données H1743-322 et des étoiles à neutrons, avec un indice  $b \sim 1.4$ .

représentative de ces sources, l'apparente « sous-luminosité » radio est la conséquence d'un couplage jet/flot d'accrétion central intrinsèquement différent, plutôt que celle d'une simple variation de normalisation. Notons que Soleri et al. (2010) reportent un indice de corrélation pour l'outlier Swift J1753.5–0127 compris entre 1.0 et 1.4, en bon accord avec nos résultats sur H1743-322. On constate ensuite que H1743-322 ne maintient pas son comportement à faible taux d'accrétion, mais semble rejoindre le couplage radio/X « standard » observé pour les autres trous noirs. Finalement, à taux d'accrétion élevé, la source atteint le même rapport de luminosité X et radio que e.g. GX 339-4, du fait de la pente de corrélation plus élevée.

#### 6.4.5 La corrélation universelle et les outliers

Pour tenter de déterminer si le comportement de H1743-322 est représentatif d'autres outliers, nous commençons à rassembler des données radio/X d'autres binaires X à trous noirs considérées (ou suspectées) comme outliers. La figure 6.9 montre les premiers résultats de ce travail de synthèse où nous avons ajouté les données des trous noirs Swift J1753.5–0127 et GRO J1655-40 dans l'état dur.



Les données radio de Swift J1753.5-0127 sont issues de [Soleri et al. \(2010\)](#). Celles de GRO J1655-40 proviennent des données d'archives du VLA et correspondent à la phase d'état dur initial du sursaut 2005 de la source (e.g. [Migliari et al. 2007](#)). La réduction et l'analyse de ces données radio ont été effectuées selon la procédure décrite au chapitre 4.

Les données X des deux sources sont issues des archives *RXTE*. Nous les avons réduites et analysées selon la méthode habituelle. Nous avons finalement appliqué les critères de sélection décrits en section 6.4.3 pour isoler la connexion jet compacts/flot central.

La figure 6.9 montre que la source Swift est effectivement compatible avec la corrélation de pente 1.4 de H1743-322. On constate également que GRO J1655-40 semble suivre la même phase de transition entre les deux corrélation que celle observée pour H1743-322. La différence notable est que GRO J1655-40 parcourt cette transition dans le sens opposé à celui de H1743-322. Les données proviennent effectivement de la phase d'état dur croissant du sursaut. Le comportement de ces deux autres trous noirs nous encourage donc à considérer que nos résultats sur H1743-322 sont généralisables aux autres outliers.

Pour compléter cette figure, nous avons également ajouté un point représentatif du niveau d'émission radio/X du trou noir GRS 1915+105 dans l'état plateau (tiré de [Fender et al. 2010](#)). Nous constatons qu'il se situe sur l'extrapolation de la corrélation des outliers. Ceci pourrait être une simple coïncidence, mais étant donné le comportement particulièrement singulier de cette source, nous avons pensé qu'il était intéressant de souligner sa position dans le diagramme radio/X des trous noirs et sa possible association avec les outliers. Une piste à explorer...

## 6.5 DISCUSSION

### 6.5.1 Une étoile à neutrons ?

L'indice  $b \sim 1.4$  rappelle tout de suite celui déterminé pour les étoiles à neutrons ([Migliari et Fender 2006](#)). Sachant que la nature de l'objet compact de H1743-322 n'est pas connue, on pourrait conclure à une étoile à neutrons. Le rapprochement est un peu rapide cependant car, hormis la pente de la corrélation radio/X, la normalisation n'est pas compatible. De plus, et surtout, le comportement global de la source au cours d'un sursaut ainsi que ses caractéristiques spectrales et temporelles X sont très similaires à ceux rencontrés dans des systèmes binaires où l'objet compact est confirmé dynamiquement comme étant un trou noir. Nous considérerons donc H1743-322 comme un système binaire à trou noir dans la suite, en gardant à l'esprit qu'on ne peut pas exclure catégoriquement une étoile à neutrons.

### 6.5.2 Un trou noir « radio-faible » ou « X-intense » ?

Comme le montre la figure 6.8, H1743-322 s'étend sur la même plage de luminosité X et radio que GX 339-4 ou V404 Cyg. Par conséquent, doit-on considérer qu'elle affiche une luminosité radio plus faible pour une luminosité X donnée ou le contraire ? En d'autres termes, est-ce que les outliers sont des trous noirs radio-faible ou X-intense ? Nous nous attachons dans la suite à discuter ces deux possibilités. On supposera d'abord (section 6.5.3) que les hypothèses standard concernant l'émission des jets compacts sont valides pour les outliers, mais que ceux-ci développent dans l'état dur un flot d'accrétion radiativement plus efficace que les autres



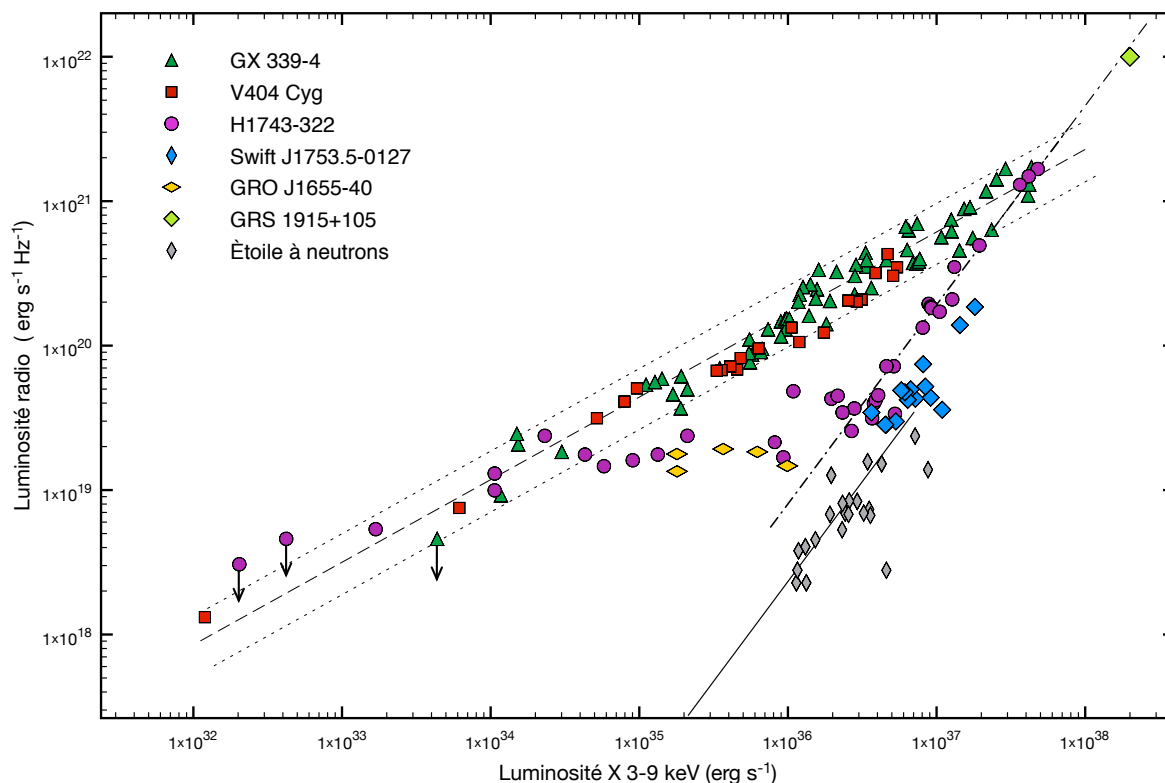


FIGURE 6.9 – Similaire à la figure 6.8 avec les données des trous noirs Swift J1753.5-0127 et GRO J1655-40 dans l'état dur. Nous avons également ajouté un point représentatif du trou noir GRS 1915+105 dans l'état plateau.

trous noirs. On supposera ensuite (section 6.5.4) que les deux types de sources possèdent des flots d'accrétion similaires, mais que les outliers produisent des jets compacts moins puissants, ou bien sous-lumineux (en radio), pour une même puissance injectée. On tiendra compte également du fait qu'à haut et bas taux d'accrétion, les deux types de source montrent le même rapport de luminosité X/radio.

### 6.5.3 Efficacité radiative du flot d'accrétion

Pour résumer brièvement ce qui a été développé au chapitre 2, on peut définir deux grandes classes de flots d'accrétion, selon que l'énergie gravitationnelle de la matière accrétée est préférentiellement libérée sous forme de radiation (flots radiativement efficaces) ou bien conservée par la matière sous forme d'énergie interne et transportée avec l'écoulement (flots radiativement inefficaces). Parmi les flots radiativement efficaces, on trouve le disque d'accrétion standard géométriquement mince et optiquement épais, certains modèles de couronnes de disque d'accrétion ou bien des modèles du type LHAF. À partir d'hypothèses physiques simples, on montre que la luminosité X de la plupart des flots efficaces varie linéairement avec le taux d'accrétion :  $L_X \propto \dot{M}$ . Pour les flots radiativement inefficaces, on montre plutôt que  $L_X \propto \dot{M}^{2-3}$ . C'est le cas des flots d'accrétion dominés par l'advection (ADAF, ADIOS, CDAF) ou des flots dominés par l'éjection (i.e. Markoff et collaborateurs).

Si on considère maintenant que les hypothèses standard d'émission des jets compacts

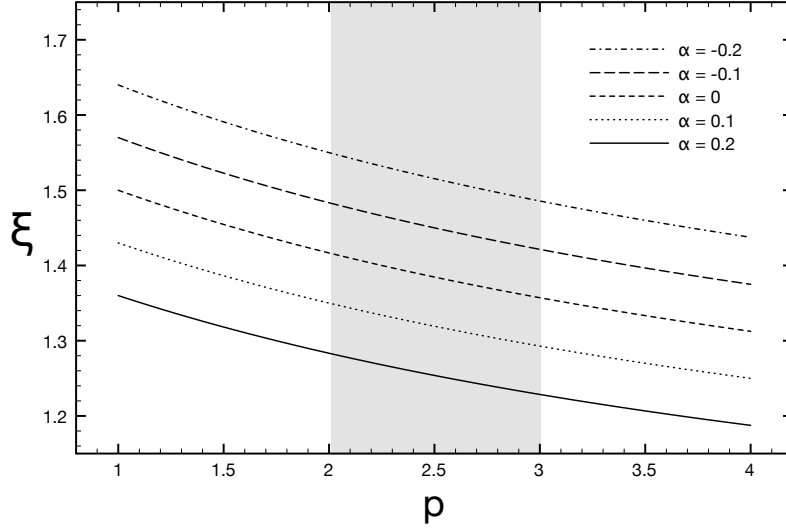


FIGURE 6.10 – Variation de l'exposant de la relation  $L_\nu \propto Q_{\text{jet}}^\xi$ , en fonction de l'indice de loi de puissance  $p$  de la distribution d'électrons, pour différentes valeurs de l'indice spectral  $\alpha$  du jet. La zone grisée délimite le domaine de valeurs, supposées standard, de l'indice  $p$ .

s'appliquent aux cas des outliers, on suppose que la puissance  $Q_{\text{jet}}$  injectée dans les jets est une fraction  $f_j < 1$  de la puissance d'accrétion (maximale)  $Q_{\text{accr}}$  :

$$Q_{\text{accr}} = \dot{M}c^2 \quad \text{et} \quad Q_{\text{jet}} = f_j Q_{\text{accr}}, \quad (6.1)$$

On considère généralement que la fraction  $f_j$  est constante ou du moins indépendante du taux d'accrétion (e.g. Blandford et Königl 1979, Falcke et Biermann 1995, Heinz et Sunyaev 2003).  $Q_{\text{jet}}$  doit donc varier linéairement avec  $\dot{M}$ . Nous adopterons pour l'instant cette hypothèse, cependant, il n'existe aucun argument physique fort qui justifie que  $f_j$  soit indépendante de  $\dot{M}$ . Nous discuterons donc cette hypothèse à la section suivante.

Nous avons vu au chapitre 3 que la luminosité  $L_\nu$  du jet à une fréquence  $\nu$  donnée peut s'exprimer en fonction de  $Q_{\text{jet}}$  :

$$L_\nu \propto Q_{\text{jet}}^\xi \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{2p - (p+6)\alpha + 13}{2(p+4)} \quad (6.2)$$

Rappelons que  $\alpha$  est l'indice spectral du jet (avec la convention  $L_\nu \propto \nu^\alpha$ ) et que cette relation n'est exacte que pour un jet conique avec une distribution énergétique d'électrons en loi de puissance d'indice  $p$ . Dans le domaine radio, l'indice spectral des jets compacts est habituellement observé entre  $-0.2$  et  $0.2$ . Pour l'indice  $p$ , la théorie et les observations convergent vers des valeurs autour de  $2 - 3$ . La figure 6.10 montre les variations de l'exposant  $\xi$  en fonction de  $p$  pour différentes valeurs de  $\alpha$ . On constate que pour les valeurs standard de  $p$  et  $\alpha$ , l'exposant  $\xi$  varie entre  $1.22$  et  $1.58$  avec une valeur moyenne  $\sim 1.4$ .

Si la fréquence d'observation est située dans le domaine radio, les équations (6.1) et (6.2) donnent  $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^\xi$ . Si on suppose maintenant que dans l'état dur, la luminosité  $X$  du flot d'accrétion central s'écrit de façon générale  $L_X \propto \dot{M}^q$ , on s'attend à la relation suivante entre les luminosités  $X$  et radio :

$$L_{\text{radio}} \propto L_X^{\xi/q} \quad (6.3)$$

Par conséquent, pour  $\xi$  compris entre 1.22 et 1.58, la corrélation radio/X traditionnellement observée pour les trous noirs  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{0.5-0.7}$  implique  $q \sim 2 - 3$  et donc un flot d'accrétion radiativement inefficace. Pour H1743-322, la corrélation  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.4}$  implique  $q \sim 1$ , ce qui suggère que l'émission X dans l'état dur est dominée par une composante radiativement efficace.

Il faut noter cependant que « radiativement efficace » ne signifie pas forcément que la luminosité est linéairement proportionnelle au taux d'accrétion. En effet, comme on l'a vu au chapitre 2 (équation 2.35), la luminosité du flot d'accrétion peut s'écrire en fonction de  $\dot{M}$  comme :  $L = \eta \dot{M} c^2$ , où  $\eta$  est le coefficient d'efficacité. Le flot est dit « radiativement efficace » si  $\eta$  est élevé. Si ce coefficient est, de plus, indépendant de  $\dot{M}$ , alors la luminosité du flot varie linéairement avec le taux d'accrétion. Mais comme on l'a vu pour les ADAFs (cf. chapitre 2), si  $\eta$  augmente avec  $\dot{M}$  (et donc  $L \propto \dot{M}^{q>1}$ ), le flot peut être inefficace à faible taux d'accrétion et devenir efficace à  $\dot{M}$  élevé.

Dans notre cas, nous avons besoin que  $\eta$  soit indépendant de  $\dot{M}$  pour reproduire la pente 1.4 de la corrélation. Si on ajoute l'hypothèse que outliers et trous noirs standard produisent le même niveau d'émission radio pour un taux d'accrétion donné, on a en plus besoin que  $\eta$  soit élevé et donc que le flot soit radiativement efficace.

Le disque d'accrétion standard pourrait satisfaire ces deux conditions. Mais pour déterminer la corrélation radio/X de la figure 6.7, nous avons filtré les données X de façon à minimiser la contribution thermique du disque. On peut donc éliminer la possibilité qu'il contamine significativement le flux 3-9 keV et soit responsable de la corrélation observée. En dehors du disque mince standard, les autres modèles de flots radiativement efficaces sont, à notre connaissance, les flots d'accrétion chauds de type LHAF et les couronnes de disque d'accrétion chauffées par dissipation magnétique.

**Flots d'accrétion chauds :** La plupart des flots d'accrétion chauds sont radiativement inefficaces, au moins à bas taux d'accrétion (ADAF, ADIOS, CDAF), et ne peuvent exister qu'en dessous d'un taux d'accrétion critique ( $\sim 10^{-1} - 10^{-2} \dot{M}_{\text{Edd}}$ ). Yuan (2001) a toutefois montré qu'un flot d'accrétion chaud peut se maintenir au-delà du taux critique lorsque le couplage par collision Coulomb entre les électrons et les ions devient efficace. Cette solution nommée LHAF est décrite comme le prolongement de l'ADAF à taux d'accrétion élevé et apparaît comme radiativement efficace. Cependant, le modèle ne précise pas clairement si le coefficient d'efficacité  $\eta$  devient alors indépendant de  $\dot{M}$ , où si il garde la même dépendance que les ADAFs (i.e.  $\eta \propto \dot{M}$ ). Il semblerait qu'on puisse tout de même considérer  $\eta$  à peu près constant dans le domaine de validité du régime LHAF (Yuan, communication privée).

Supposons que H1743-322 se trouve bien dans le régime LHAF dans la plage de luminosité où l'on observe la corrélation de pente 1.4. D'après les travaux de Yuan et collaborateurs, un ADAF devient LHAF lorsque  $\dot{M}$  dépasse le taux d'accrétion critique  $\dot{M}_{\text{crit}} \sim 10 \alpha_v^2 \dot{M}_{\text{Edd}}$ , où  $\alpha_v$  est le coefficient de viscosité (voir équation 2.33). Pour  $\alpha_v \sim 0.1$ , on a  $\dot{M}_{\text{crit}} \sim 0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ . On a vu que la corrélation ne commence qu'à partir d'une luminosité 3-100 keV  $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ . Si on suppose que la luminosité bolométrique X du flot peut s'écrire  $L_X = \eta \dot{M} c^2$ , alors pour  $L_X = L_{\text{trans}}$ , on a :

$$\eta \dot{M}_{\text{trans}} = 5 \times 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}} \quad (6.4)$$

Si  $\dot{M}_{\text{trans}}$  correspond au taux d'accrétion  $\dot{M}_{\text{crit}}$  où débute le régime LHAF, alors  $\eta = 0.05$ .

La corrélation se maintient ensuite jusqu'à une luminosité 3-100 keV  $L_{\max} \sim 6 \times 10^{-2} L_{\text{Edd}}$  où se produit l'intersection avec la corrélation radio/X traditionnelle. Si  $\eta$  reste effectivement constant dans le régime LHAF, alors pour  $L_X = L_{\max}$  on obtient  $\dot{M}_{\max} \sim \dot{M}_{\text{Edd}}$ , ce qui correspond à une valeur raisonnable du taux d'accrétion maximal de l'état dur.

On peut chercher à estimer de façon indépendante le taux d'accrétion lorsque  $L_X = L_{\text{trans}}$  et le comparer au  $\dot{M}_{\text{trans}} \sim 0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$  obtenu en supposant la transition LHAF. En se basant sur l'équation (6.2), [Körding, Fender et Migliari \(2006\)](#) ont obtenu une estimation du facteur de normalisation entre la luminosité des jets compacts en radio et le taux d'accrétion :

$$\dot{M} = \dot{M}_0 \left( \frac{L_{\text{Rad}}}{10^{30} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{12/17} \quad \text{avec} \quad \dot{M}_0 = 4.0 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1} \quad (6.5)$$

D'après la figure 6.8, la luminosité radio correspondant à  $L_{\text{trans}}$  est  $L_{\text{radio}} \sim 2.5 \times 10^{19} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ . En utilisant l'équation (6.5), cette luminosité correspond à un taux d'accrétion  $\dot{M}_{\text{trans}} \sim 1.5 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$ . Pour un trou noir de  $10 M_{\odot}$ , cela correspond à  $0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ , en très bon accord avec le taux de transition vers un LHAF. Si l'efficacité  $\eta$  du régime LHAF est effectivement constante, ce modèle pourrait donc être compatible avec le comportement de H1743-322 à haute luminosité.

Les récents travaux de [Sharma et al. \(2006; 2007\)](#) sont également intéressants dans le cadre de cette discussion. En étudiant la MRI dans un plasma non-collisionnel (qui est en principe la description la plus adaptée aux flots d'accrétion de faible densité comme les ADAFs), les auteurs ont montré que les anisotropies de pression, générées par les fluctuations du champ magnétique, agissent comme une viscosité additionnelle à large échelle. Leurs simulations indiquent que plus de 50% de l'énergie gravitationnelle est directement convertie en chaleur et que les électrons en reçoivent une fraction significative de l'ordre de  $0.5(T_e/T_i)$ , où  $T_e$  et  $T_i$  sont respectivement les températures des électrons et des ions. Une des conséquences de leurs résultats est que l'efficacité radiative  $\eta$  du flot devient constante et de l'ordre de  $\sim 0.05$  lorsque  $\dot{M} \gtrsim 10^{-2} - 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ .

En comparant avec nos résultats, si on impose que  $\dot{M}_{\text{trans}} = 10^{-2} - 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ , l'équation (6.4) implique que  $\eta = 0.5 - 5$  ce qui d'une part ne correspond pas à leurs estimations et, d'autre part, n'est pas réaliste physiquement. Si on impose au contraire que  $\eta = 0.05$ , on retombe évidemment sur  $\dot{M}_{\text{trans}} = 0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Dans ce cas, leur modèle impliquerait que la corrélation 1.4 s'étende jusqu'à  $L_X \sim 10^{-4} - 10^{-5} L_{\text{Edd}}$  ce qui n'est pas le cas (du moins dans la phase descendante des sursauts). À première vue, ce modèle ne semble pas adapté pour expliquer nos résultats. Mais le mécanisme physique décrit nous apparaît tout de même pertinent. Il découle en effet d'une approche en principe plus réaliste que les simulations hydrodynamiques pour décrire des flots où les interactions par collisions sont faibles.

**Couronne de disque d'accrétion :** Certains modèles de couronne de disque (voir chapitre 2) peuvent également satisfaire la condition  $L_X \propto \dot{M}$  (voir e.g. [Galeev et al. 1979](#), [Haardt et Maraschi 1991](#), [Di Matteo et al. 1999](#), [Merloni et Fabian 2002](#), [Merloni 2003](#), [Uzdensky et Goodman 2008](#)). Dans ces modèles, une fraction  $f_c$  de la puissance d'accrétion est dissipée dans la couronne, probablement par reconnexion magnétique, et finalement rayonnée dans le domaine X. On peut donc supposer que la luminosité X s'écrit comme  $L_X \sim f_c \dot{M} c^2$  et la densité d'énergie magnétique de la couronne comme  $B^2 \propto f_c \dot{M}$ . Dans le cas où le plasma coronal est chauffé par dissipation magnétique, [Merloni et Fabian \(2002\)](#) et [Merloni \(2003\)](#) ont montré que

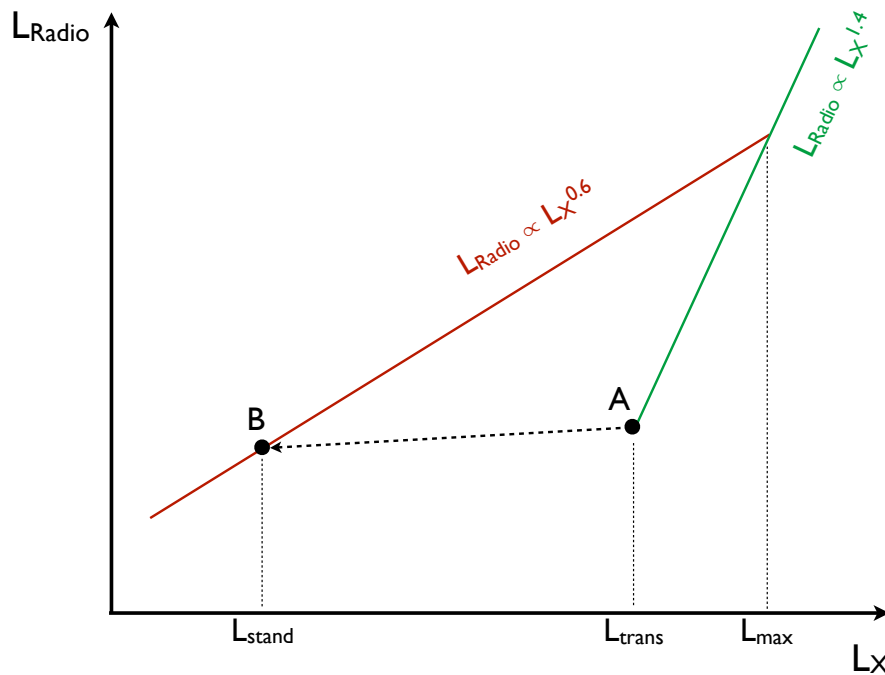


FIGURE 6.11 – Représentation schématique des deux corrélations radio/X associées aux trous noirs standard et aux outliers. Les luminosités caractéristiques  $L_{\text{stand}} \sim 5 \times 10^{-5} L_{\text{Edd}}$ ,  $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  et  $L_{\text{max}} \sim 6 \times 10^{-2} L_{\text{Edd}}$  y sont indiquées. Les points A et B délimitent la transition entre les deux corrélations.

$f_c$  est constante quand la pression du gaz domine dans le disque. Par conséquent,  $L_X \propto \dot{M}$ . Dans les zones du disque où la pression de radiation domine, on a plutôt  $f_c \propto \dot{M}^{-1/2}$  et donc  $L_X \propto \dot{M}^{1/2}$ . Cependant, la densité d'énergie magnétique de la couronne devient également proportionnelle à  $\dot{M}^{1/2}$ . Si on suppose que le champ magnétique de la couronne est également celui de la base du jet, l'équation (6.2) est modifiée de telle sorte que la combinaison de  $L_X \propto \dot{M}^{1/2}$  et  $B^2 \propto \dot{M}^{1/2}$  donne finalement  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{\xi}$ . Du point de vue de la corrélation radio/X, ceci est équivalent au cas où la pression du gaz domine.

Si cette approche est valide, une couronne de disque pourrait donc expliquer la pente 1.4 de la corrélation à forte luminosité. D'après les estimations de Merloni et al. (2003),  $f_c$  serait de l'ordre de 0.02 à 0.07 (pour des systèmes sous-Eddington) et donc compatible avec les luminosités que nous observons. Notons toutefois que la valeur de  $f_c$  est en principe dépendante du taux de reconnexion magnétique qui est un paramètre difficile à estimer (Uzdensky et Goodman 2008) et qui semble très sensible à l'effet du rayonnement ambiant (Uzdensky et McKinney 2010).

Il existe bien sûr beaucoup d'autres modèles de couronnes que nous n'avons pas revus ici mais que nous étudierons dans de futurs travaux.

**Transition efficace - inefficace :** Lorsque  $L_X < L_{\text{trans}}$ , nos résultats sur H1743-322 suggèrent une transition entre la corrélation des outliers ( $L_R \propto L_X^{1.4}$ ) et celle des trous noirs standard ( $L_R \propto L_X^{0.6}$ ). Cette transition s'effectue lors du retour à l'état dur pendant la phase décroissante des sursauts. D'après l'hypothèse envisagée dans cette section, cette transition vers la pente

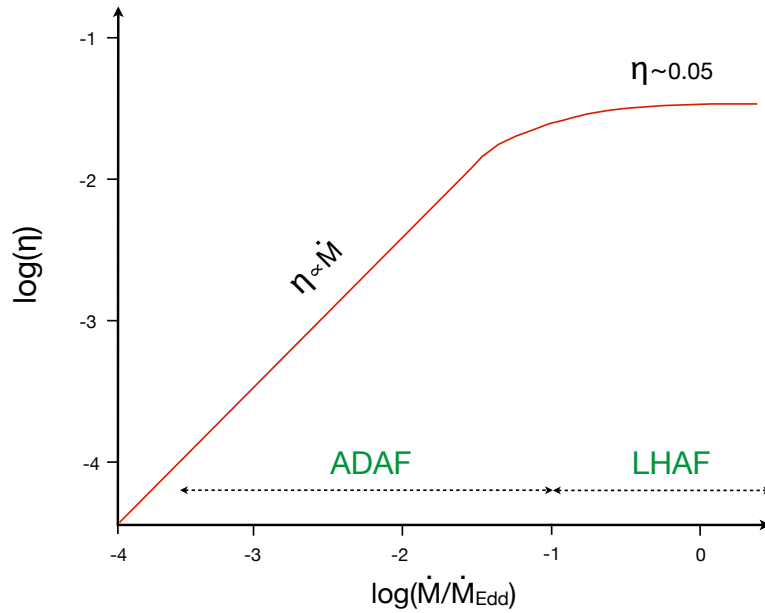


FIGURE 6.12 – Représentation schématique de la variation du coefficient d'efficacité  $\eta$  en fonction du taux d'accrétion. Cette figure illustre le fait que la transition entre le régime efficace ( $\eta \sim \text{const}$ ) du LHAF et le régime inefficace ( $\eta \propto \dot{M}$ ) de l'ADAF se fait de façon continue. Par conséquent, si  $\dot{M}$  varie peu, on ne s'attend pas à un changement brutal de l'efficacité.

0.6 signifie que le flot d'accrétion devient radiativement inefficace, avec  $L_X \propto \dot{M}^{2-3}$  pour  $L_X < L_{\text{stand}}$ . Pour faciliter la discussion, nous appelons « A » le point de la transition où  $L_X = L_{\text{trans}}$  et « B » celui où  $L_X = L_{\text{stand}}$  (voir schéma figure 6.11).

En admettant que l'équation (6.2) est valide pendant cette transition, la variation de luminosité radio entre les points A et B nous donne grossièrement une variation du taux d'accrétion de  $\sim 2$ . La variation de luminosité X correspondante est  $L_{\text{trans}}/L_{\text{stand}} \sim 100$ , et cette transition s'effectue sur temps  $\Delta t \sim 15$  jours. Si le taux d'accrétion varie peu, comme semble l'indiquer le niveau d'émission radio, on observe alors une variation brutale de l'efficacité lors du retour à l'état dur.

Une transition d'un régime efficace vers un régime inefficace est naturellement attendue dans le cadre des modèles LHAF/ADAF. Toutefois, le changement entre les deux régimes se fait, a priori, de façon continue. La figure 6.12 illustre de façon simplifiée la façon dont  $\eta$  est sensé varier d'un régime à l'autre en fonction du taux d'accrétion. On voit tout de suite que si  $\dot{M}$  varie d'un facteur 2, alors  $\eta$  varie au maximum d'un facteur 2. Par conséquent, la luminosité X varie au maximum d'un facteur 4. Or  $L_X$  chute de deux ordres de grandeur dans notre cas ce qui semble incompatible avec une transition LHAF-ADAF telle qu'elle est envisagée dans ces modèles.

Dans l'hypothèse où l'émission X est issue d'une couronne magnétisée, il faudrait mieux cerner les détails du chauffage des électrons par dissipation magnétique pour déterminer si une variation brutale de l'efficacité est envisageable. Dans l'état actuel des choses, nous ne pouvons pas vraiment statuer sur cette possibilité, mais à notre connaissance il n'existe pas d'argument fort qui s'y oppose.

Il faut aussi envisager que la luminosité radio ne soit pas un bon traceur du taux d'ac-

crétion pendant cette phase de transition. Dans ce cas, l'estimation  $\Delta\dot{M} \sim 2$  est peut-être sous-estimée et la variation de l'efficacité pourrait ne pas être si brutale. Si on considère que la variation de luminosité X d'un facteur 100 reflète une diminution significative du taux d'accrétion, cela impliquerait que la luminosité du jet est quasi-indépendante de  $\dot{M}$  pendant cette phase de transition. On ne peut pas exclure cette possibilité, mais elle semble tout de même difficile à expliquer physiquement.

Il est possible également que cette transition ne soit pas due à un changement intrinsèque des propriétés du flot d'accrétion comme dans le cas LHAF-ADAF, mais résulte de la contribution de deux composantes émettrices, l'une inefficace avec  $L_X \propto \dot{M}^{2-3}$  et l'autre efficace avec  $L_X \propto \dot{M}$ . Quand les deux sont présentes, la composante efficace domine le flux X. En dessous d'un certain  $\dot{M}$ , elle disparaît ne laissant que la composante inefficace. Notons à ce propos les travaux de [Russell et al. \(2010\)](#) sur la source XTE J1550-564. Les auteurs démontrent la possibilité que l'origine de l'émission X change au cours de l'état dur, étant initialement dominé par l'émission synchrotron des jets compacts, puis par la Comptonisation thermique à plus forte luminosité. [Rodriguez et al. \(2008a;b\)](#) ont également montré que deux composantes sont présentes dans le spectre X-dur de GRS 1915+105 dans l'état plateau<sup>4</sup>. Une de ces composantes apparaît liée à l'émission radio et l'autre non.

Il est donc possible que plusieurs composantes coexistent et dominant alternativement l'émission X dans l'état dur. Dans notre cas, on peut envisager plusieurs combinaisons efficace-inefficace, mais pour déterminer si il y a un réel changement d'une composante à l'autre, il faudrait étudier précisément les paramètres spectraux (indice de photon, présence ou non d'une coupure exponentielle, intensité des composantes de réflexion...) et chercher des changements lors du retour à l'état dur. Malheureusement, le niveau de flux est faible lors de cette transition, par conséquent les paramètres spectraux sont mal contraints. Pour les données *RXTE* en particulier, plus le flux diminue et plus l'émission du plan galactique contamine les données et modifie le spectre X observé. Si l'on soustrait le spectre du plan galactique, le rapport sur bruit augmente et l'incertitude sur les paramètres spectraux augmente également.

**Contexte global :** Sans statuer sur le modèle particulier qui pourrait reproduire nos résultats, on peut conclure que si les hypothèses sur l'émission des jets compacts illustrées par les équations (6.1) et (6.2) sont valides, le flot d'accrétion doit être radiativement efficace (avec  $L_X \propto \dot{M}$ ) au-dessus de  $\sim 5 \times 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$ . Pour des luminosités inférieures (au moins dans la phase descendante des sursauts), l'efficacité radiative doit diminuer rapidement pour reproduire la transition. Nos résultats suggèrent ensuite que la luminosité X décroît comme  $\dot{M}^{2-3}$ . Si H1743-322 est bien représentative du comportement des outliers, on peut représenter le diagramme radio/X des trous noirs galactiques par le schéma de la figure 6.13.

Si ce schéma décrit correctement la situation, la question majeure est de savoir pourquoi certains systèmes vont conserver un flot d'accrétion radiativement inefficace jusqu'à des luminosités élevées et pourquoi d'autres vont transiter dans un régime radiativement efficace pour finalement rejoindre le même niveau de luminosité. Dans de futurs travaux, nous nous attacherons donc à examiner l'influence de paramètres comme la taille du disque, la période orbitale, l'environnement (interstellaire, magnétique) de la binaire, ou peut-être la nature de l'étoile compagnon. Les conditions physiques aux limites extérieures du disque d'accrétion

4. État de GRS 1915+105 dont les caractéristiques sont proches de celles de l'état dur standard.



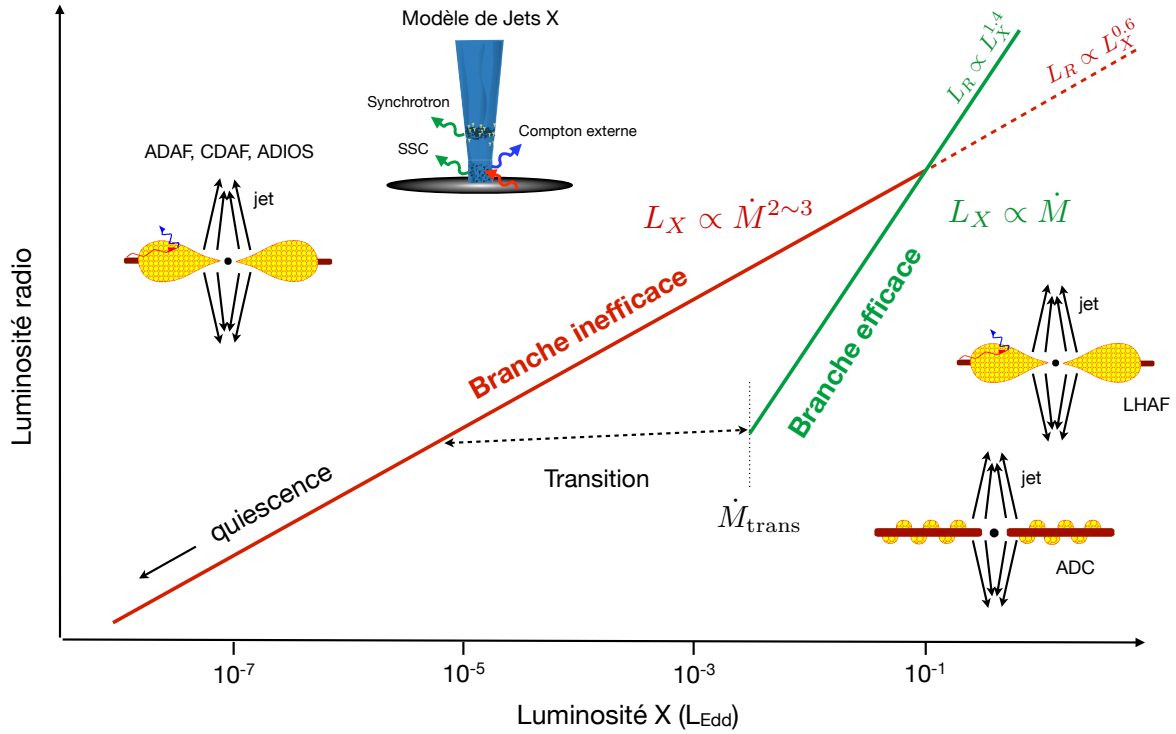


FIGURE 6.13 – Représentation schématique du diagramme radio/X des trous noirs galactiques. La luminosité X est exprimée en unité d'Eddington pour un trou noir de  $10 M_{\odot}$ . Cette figure illustre le cas où la corrélation  $L_{\text{Radio}} \propto L_X^{1.4}$  des outliers est une conséquence du couplage entre un flot d'accrétion radiativement efficace et des jets compacts dont l'émission radio peut être décrite par la relation  $L_{\text{Radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$ . On distingue deux branches dans le diagramme en fonction de l'efficacité radiative du flot et de la dépendance de  $L_X$  avec  $\dot{M}$  qui en découle. La branche inefficace correspond à la corrélation radio/X « traditionnelle » observée pour les trous noirs comme GX 339-4 et V404 Cyg. Le flot d'accrétion de ces systèmes est compatible avec les modèles de flots radiativement inefficaces de type ADAF ou les modèles de jets en X pour lesquels la luminosité X varie comme  $\dot{M}^{2-3}$ . La branche efficace correspond à la corrélation radio/X des outliers pour lesquels la luminosité X varie linéairement avec le taux d'accrétion. La composante émettrice X de ces systèmes pourrait être décrite par les modèles de flots d'accrétion chauds radiativement efficaces de type LHAF ou de couronnes magnétisées. Nous illustrons également la possibilité d'une transition entre les deux branches en dessous d'un taux d'accrétion critique  $\dot{M}_{\text{trans}}$ . Les schémas représentant les différents modèles sont adaptés de Markoff et Nowak 2004 et d'une présentation de M. Nowak.

pourraient également jouer un rôle important pour la dynamique et la structure radiative du flot (e.g. Yuan et al. 2000).

#### 6.5.4 Altération de l'émission des jets

Abordons le problème sous un autre angle. Considérons que outliers et trous noirs standard possèdent des flots d'accrétion similaires mais produisent des jets différents. Pour ce faire, on peut relâcher les hypothèses classiques conduisant aux équations (6.2) et (6.3).

Supposons que la fraction  $f_j$  d'énergie d'accrétion injectée dans les jets est en réalité dépendante du taux d'accrétion. Pour simplifié, nous prendrons une dépendance linéaire  $f_j \propto \dot{M}$ .



Dans ce cas, l'équation (6.3) devient  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{2\xi/q}$ . Pour un flot d'accrétion radiativement inefficace tel que  $q \sim 2$ , on obtient bien la corrélation observée pour les outliers.

Le fait que  $f_j$  dépende ou non du taux d'accrétion dépend des détails (inconnus) du mécanisme de lancement des jets : chargement de masse, mécanisme d'accélération et origine du champ magnétique. Une étude théorique détaillée est donc nécessaire pour traiter cette question, ce qui dépasse le cadre de ces travaux. Mais pour l'exemple, si on regarde brièvement les théories de jets propulsés magnétiquement (e.g. [Blandford et Payne 1982](#)), on remarque que la matière est accélérée à partir d'une région donnée du disque et que la taille de cette région est considérée comme constante dans les modèles. Mais si on suppose, pour une raison donnée, que la taille de cette région augmente avec le taux d'accrétion, on introduit par ce biais une dépendance de  $f_j$  sur  $\dot{M}$ . Tout cela est très spéculatif cependant et il faudrait expliquer pourquoi cette région varie dans certaines sources et pas d'en d'autres.

Un autre paramètre qui peut modifier significativement l'émission des jets est bien sûr l'intensité du champ magnétique à la base. Comme on l'a vu au chapitre 3, l'émission synchrotron des jets est fortement dépendante de la façon dont le champ magnétique varie avec le taux d'accrétion. Notons que [Pe'er et Casella \(2009\)](#) ont présenté un modèle d'émission de jets montrant qu'au-delà d'une valeur critique du champ magnétique, les électrons éjectés perdent très rapidement leur énergie par rayonnement, près de la base, ce qui entraîne une forte diminution du niveau d'émission radio. En se basant sur ces résultats, [Casella et Pe'er \(2009\)](#) proposent que les outliers soient des sources dont l'intensité du champ magnétique dépasse la valeur critique. Par rapport à nos résultats, cela pourrait également expliquer la transition à bas flux. En effet, puisque l'intensité du champ est censé varier avec l'énergie d'accrétion (et donc avec  $\dot{M}$ ), la transition pourrait être due au fait que le champ décroît sous la valeur critique, ramenant H1743-322 au même rapport de luminosité radio/X que GX 339-4 et V404 Cyg. Or d'après le modèle, plus le champ magnétique est élevé, plus la suppression de l'émission radio par rapport au niveau standard est forte. Par conséquent, l'écart de luminosité radio entre trous noirs standard et outliers devrait augmenter avec la luminosité ce qui n'est pas le cas d'après nos résultats. Cependant, nous n'excluons pas du tout le champ magnétique comme potentiel responsable de ce que nous observons.

## CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons présenté dans ce travail, l'évolution à long terme de la corrélation radio/X du candidat trou noir H1743-322. Cette source appartient à une population de trous noirs galactiques nommés outliers de la corrélation « universelle » radio/X pour être situés significativement « sous » la relation standard  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{0.5-0.7}$ . Nous avons donc concentré nos efforts pour étudier cette source en détail, et à travers elle, tenter d'apporter de nouvelles contraintes et d'améliorer notre compréhension de ces sources. Nos principales conclusions peuvent se résumer ainsi :

1. Lors de la transition de l'état mou vers l'état dur du sursaut 2004, nous observons la présence d'un flare radio optiquement mince, caractéristique d'une phase d'éjection discrète. Les données suggèrent que ce flare est émis par la source centrale et est liée à une augmentation de l'émission non-thermique X du flot central. Cet événement est à notre

connaissance le premier du genre et s'oppose à l'hypothèse standard de choc interne qui explique les flares radio lors des transitions de l'état dur vers l'état mou.

2. Dans les phases d'état dur brillant, nous observons une forte corrélation de pente  $b = 1.38 \pm 0.03$  entre l'émission radio des jets compacts et l'émission X non-thermique du flot central. Cette corrélation radio/X est nettement plus pentue que celle précédemment observée pour d'autres binaires à trous noirs et s'avère être la première mesure précise effectuée sur un outlier.
3. Lors des phases d'état dur décroissant des sursauts, quand la luminosité X (3-100 keV) de H1743-322 décroît sous  $L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$ , nos données suggèrent une transition entre la corrélation de pente 1.4 et la corrélation traditionnelle de pente 0.6 conduite par e.g. GX 339-4 et V404 Cyg.
4. Finalement, une comparaison préliminaire avec d'autres outliers semble indiquer que H1743-322 est bien représentative de sa catégorie.

À partir de ces résultats, nous avons discuté plusieurs hypothèses pouvant expliquer l'indice de corrélation de 1.4 ainsi que la transition à basse luminosité :

1. Nous avons montré que si la dépendance standard  $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$  était valide pour les outliers, nos résultats impliqueraient que l'émission X non-thermique de l'état dur est dominée à haut flux par une composante radiativement efficace dont la luminosité X varie comme  $\dot{M}$ . Pour expliquer la transition, nous émettons ensuite l'hypothèse que l'efficacité radiative du flot d'accrétion diminue brutalement car une variation. Cependant, les détails de cette variation d'efficacité restent encore à déterminer.
2. Nous avons ensuite examiner la possibilité que le comportement des outliers soit due à une différence dans les propriétés d'émission des jets compacts plutôt que dans celles du flot d'accrétion. Nous avons montré en particulier que si on relâche l'hypothèse que la puissance du jet est une fraction fixe de la puissance d'accrétion et que l'on considère cette fraction proportionnelle au taux d'accrétion, on obtient effectivement la corrélation observée (avec un flot d'accrétion radiativement inefficace).

Nos travaux doivent maintenant s'attacher à déterminer quels paramètres fondamentaux des systèmes binaires et/ou de leur environnement peuvent conduire des systèmes de structure très similaires à développer des flots d'accrétion ou d'éjection différents.

# VARIATIONS DE L'ÉMISSION LE LONG DES JETS COMPACTS

# 7

## SOMMAIRE

7.1	OBSERVATIONS	151
7.1.1	Radio	151
7.1.2	Optique et infrarouge	151
7.1.3	Rayons X	151
7.2	RETOUR À L'ÉTAT DUR ET FORMATION DES JETS COMPACTS	151
7.2.1	Sursaut 2004-2005	151
7.2.2	Sursaut 2007	154
7.2.3	Discussion	157
7.3	CORRÉLATION RADIO - X REVISITÉE	159
7.3.1	Vue d'ensemble	160
7.3.2	Comportement selon les phases de sursaut	161
	CONCLUSION	163

DANS ce chapitre nous nous concentrons tout d'abord sur l'étude multi-fréquences des phases de retour à l'état dur du microquasar GX 339-4. À travers l'étude en radio, infrarouge et X de deux de ces phases (sursaut 2004/05 et 2007), nous tentons d'apporter certaines contraintes sur la physique de formation des jets et l'influence des pertes énergétiques le long de ceux-ci. Nous terminerons finalement ce chapitre par l'analyse (encore préliminaire) de la corrélation radio/X de cette source sur ses treize dernières années d'activité. Les travaux exposés dans ce chapitre feront l'objet de deux publications actuellement en préparation.



## 7.1 OBSERVATIONS

### 7.1.1 Radio

L'ensemble des observations radio discuté dans ce chapitre a été effectué avec l'interféromètre ATCA entre 1997 et 2010. Nous avons principalement observé à 4.8 et 8.64 GHz (respectivement 5 et 9 GHz après avril 2009). Certaines observations ont également été conduites à 1.38 et 2.49 GHz. La méthode de réduction des données ATCA est décrite au chapitre 4. Nous avons utilisé PKS 1934-638 pour calibrer l'amplitude et la bande passante et habituellement PMN 1646-50 pour calibrer la phase et calculer les corrections de polarisation.

### 7.1.2 Optique et infrarouge

Dans ce chapitre, nous utiliserons également les données optique (bande V) et infrarouge (bande H) qui ont été présentées au chapitre 5 et qui couvrent la période 2002 à 2007.

### 7.1.3 Rayons X

Les données X présentées ici sont issues du satellite *RXTE* et couvrent la période 1997-2010. La réduction et l'analyse de ces données ainsi que la soustraction de l'émission galactique et la classification des états X ont été présentées au chapitre 5. La figure 7.1 montre les courbes de lumière PCA et HEXTE dans les bandes 3-9, 9-20 et 20-100 keV sur l'ensemble de la période. Comme expliqué précédemment pour H1743-322, pour construire la corrélation radio/X nous avons estimé le flux X simultané par interpolation des courbes de lumière lorsqu'aucune observation X n'était disponible à moins de 24 heures d'intervalle d'une observation radio. L'évolution de l'émission X de GX 339-4 dans les périodes où nous avons appliqué cette méthode apparaissait lente et régulière. Les erreurs engendrées par cette méthode sont donc minimales.

Notons qu'en plus des spectres PCA et HEXTE nous avons également construit les diagrammes intensité-durété des différents sursauts selon la méthode décrite au chapitre 6. La figure 7.2 montre les HID des principaux sursauts de la source.

## 7.2 RETOUR À L'ÉTAT DUR ET FORMATION DES JETS COMPACTS

Lors du retour à l'état dur des sursauts 2004/05 et 2007, les observations radio, optique-infrarouge et X ont pu saisir la courte période durant laquelle l'émission des jets compacts réapparaît. Comme nous allons le voir, cette phase fournit d'intéressantes contraintes sur la mécanique de re-formation des jets compacts et la causalité entre les différents domaines d'émission.

### 7.2.1 Sursaut 2004-2005

La figure 7.3a présente les courbes de lumière radio (8.6 GHz), IR (bande H), optique (bande V) et X durs (9–200 keV), lors du retour à l'état dur pendant la phase finale du sursaut 2004/05. Une sélection de SEDs radio-OIR correspondant à cette même période est présentée en figure 7.3c. Nous indiquons également les points associés dans la corrélation IR/X en figure 7.3d.

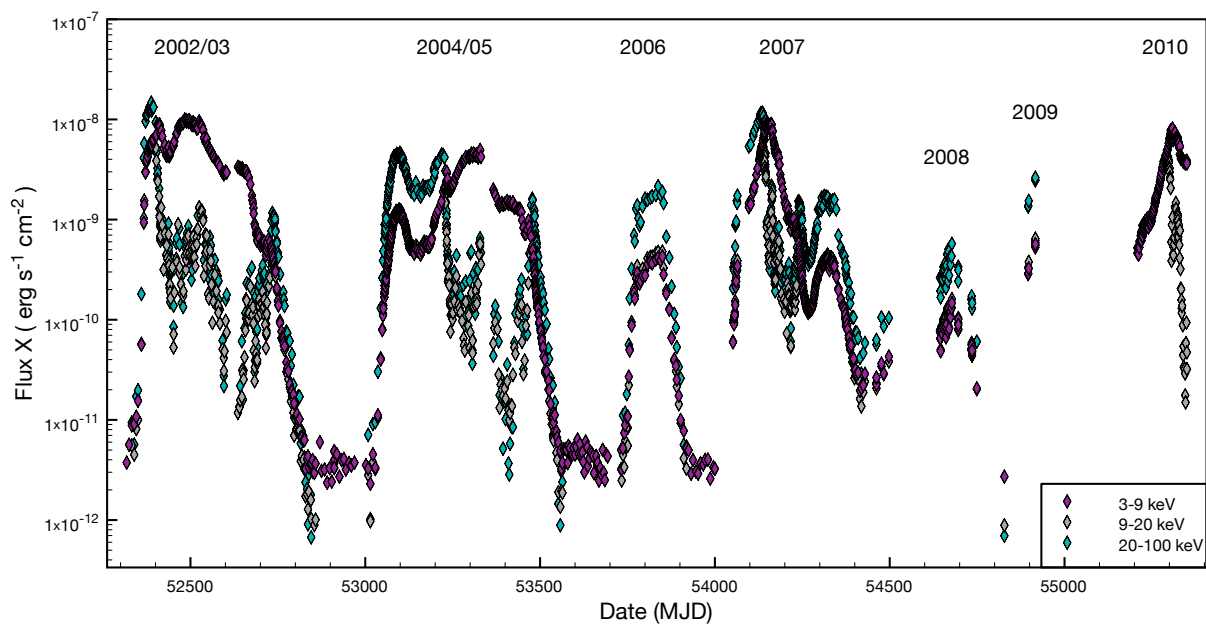


FIGURE 7.1 – Courbes de lumière X mous (3-9 keV) et X durs (9-20 et 20-100 keV) de GX 339-4 sur la période 2002-2010.

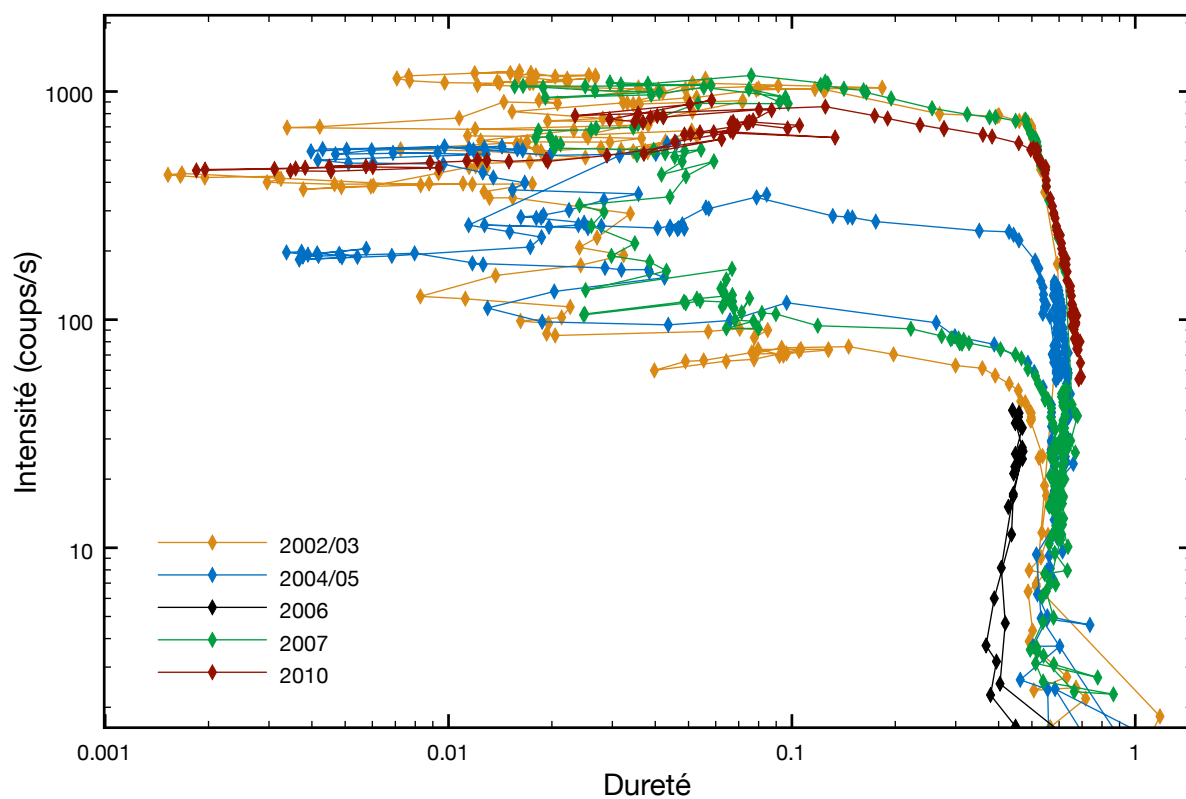


FIGURE 7.2 – Diagrammes intensité-dureté des principaux sursauts de GX 339-4 entre 2002 et 2010.

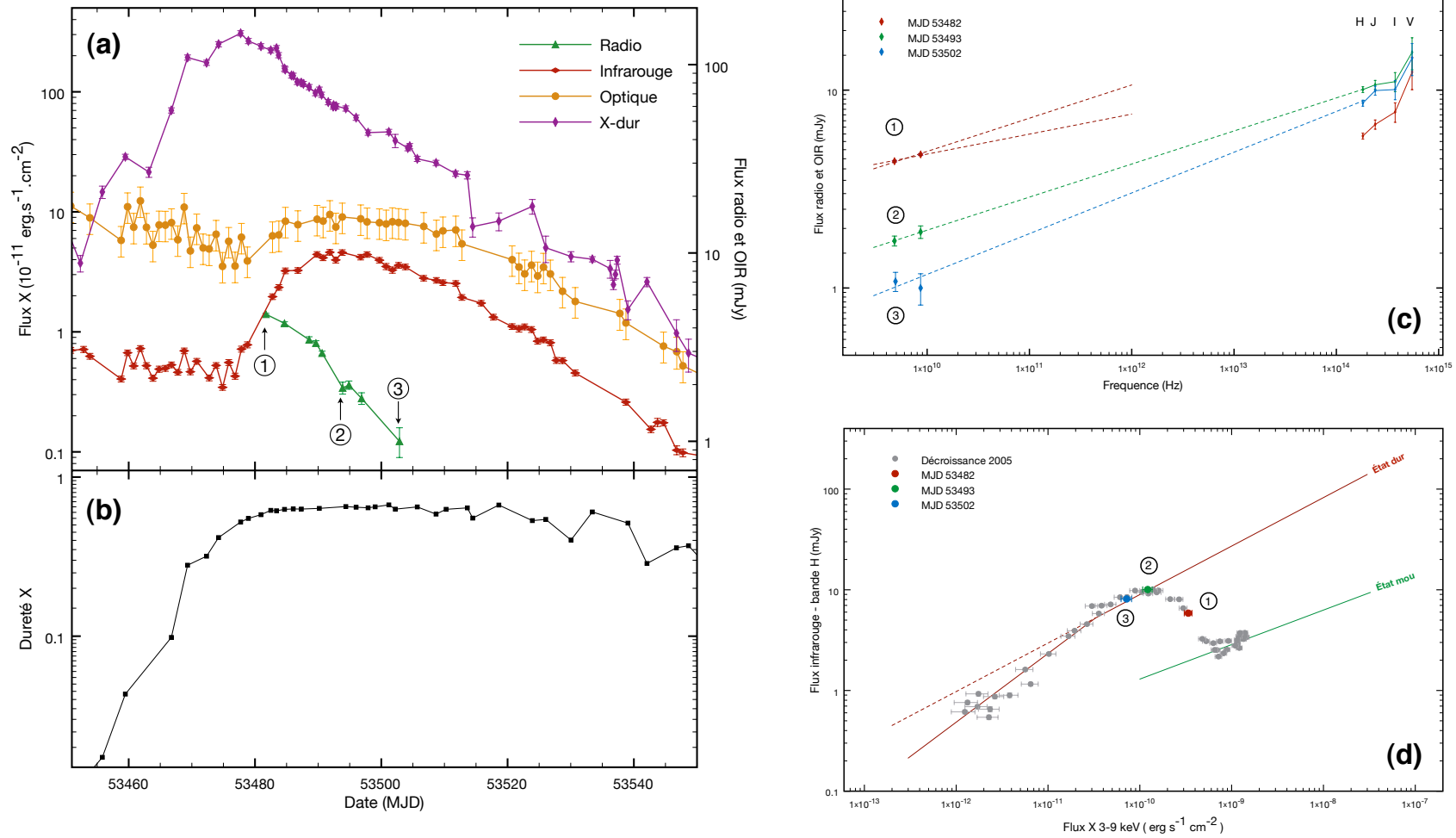


FIGURE 7.3 – Évolution des émissions radio, optique, infrarouge et X durs lors du retour à l'état dur du sursaut 2004-2005. (a) : Courbes de lumière radio 8.6 GHz (mJy), infrarouge bande H (mJy), optique bande V (mJy) et X durs 9–200 keV ( $10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) lors du retour à l'état dur en 2005. (b) : Le rapport de dureté X correspondant, en fonction du temps. (c) : Distributions spectrales d'énergie radio-OIR correspondant aux points 1, 2 et 3 indiqués sur la figure a. (d) : Les observations correspondantes dans le diagramme IR/X de la décroissance 2005. Les droites rouge et verte indiquent les ajustements des données de l'état dur et mou respectivement (voir chapitre 5).

Lors d'un retour à l'état dur, on observe logiquement une augmentation de l'émission non-thermique X durs (e.g. Tomsick, Corbel et Kaaret 2001). Dans la plupart des cas, elle est accompagnée d'un accroissement des flux radio et IR, indiquant la réapparition des jets compacts (Corbel et al. 2000, Jain et al. 2001, Buxton et Bailyn 2004, Kalemci et al. 2006). Les émissions X, IR et radio décroissent ensuite alors que la source se dirige vers l'état quiescent. La figure 7.3 est en accord avec cette description, mais on remarque un délai entre les émissions radio et IR. En effet, à partir de la première observation radio (MJD 53481), les flux X durs et radio diminuent alors que le pic d'émission IR n'est atteint que 12 jours plus tard ( $\sim$  MJD 53493). L'évolution du flux optique est similaire à celle de l'IR et on peut estimer que le pic optique se produit en même temps que le pic IR avec une marge d'erreur de 1 ou 2 jours. L'accroissement de flux est respectivement de  $\sim 7$  mJy dans la bande V et de  $\sim 8$  mJy dans la bande H.

Les trois SEDs présentées en figure 7.3c correspondent à la date de la première observation radio, à celle du pic d'émission infrarouge, et à celle de la dernière observation radio. La première SED (MJD 53482) montre un spectre radio d'indice  $\alpha = 0.13 \pm 0.02$  (avec  $F_\nu \propto \nu^\alpha$ ) en accord avec l'émission synchrotron auto-absorbée d'un jet compact. On remarque que l'OIR est clairement situé sous l'extrapolation du spectre radio. Ceci indique que la fréquence de transition entre la partie optiquement épaisse et optiquement mince du spectre des jets se situe avant la bande H. De plus, l'indice spectral OIR est nettement positif, ce qui suggère une contribution dominante des parties externes du disque d'accrétion. Le point correspondant sur la corrélation IR/X (point rouge sur la figure 7.3d) se situe dans la zone de transition entre les corrélations de l'état dur et de l'état mou. Ceci concorde avec le fait que l'IR n'est pas encore dominé par l'émission des jets compacts.

La deuxième SED, 11 jours plus tard (MJD 53493), montre une décroissance du flux radio d'un facteur  $\sim 3$  et un accroissement des flux infrarouge et optique d'un facteur  $\sim 2$  et  $\sim 0.5$  respectivement. On constate maintenant que les bandes H, J et I concordent avec l'extrapolation du spectre radio par une loi de puissance d'indice  $\alpha = 0.17 \pm 0.01$ . Cette connexion des spectres radio et infrarouge indiquerait un accroissement de la fréquence de transition à des valeurs proches de la bande H. Néanmoins, la forme globale du spectre OIR suggère encore une contribution significative de l'émission du disque. Le point correspondant sur la corrélation IR/X (point vert) se situe maintenant sur la partie haute de la corrélation de l'état dur.

La dernière SED (MJD 53502) présente des caractéristiques similaires à la précédente. Le spectre IR (H et J) est toujours en accord avec l'extrapolation du spectre radio par une loi de puissance d'indice  $\alpha = 0.21 \pm 0.02$ . Le spectre optique (V et I) suggère encore une contribution du disque. Ceci est compatible avec nos résultats du chapitre 5 qui indiquaient que quelque soit l'état spectral, le disque d'accrétion domine la bande optique. D'après ces trois distributions spectrales d'énergie, on constate que le spectre radio-IR devient plus inversé à mesure que le flux (radio et X) décroît.

## 7.2.2 Sursaut 2007

Le comportement observé en 2005 est confirmé par la figure 7.4 qui montre les mêmes graphes que la figure 7.3 pour le retour à l'état dur du sursaut 2007. La différence notable par rapport à 2005 est la présence d'un « rebond ». Les figures 7.4a,c montrent effectivement une re-augmentation des flux X durs et X mous une fois que la source est revenue dans l'état dur.



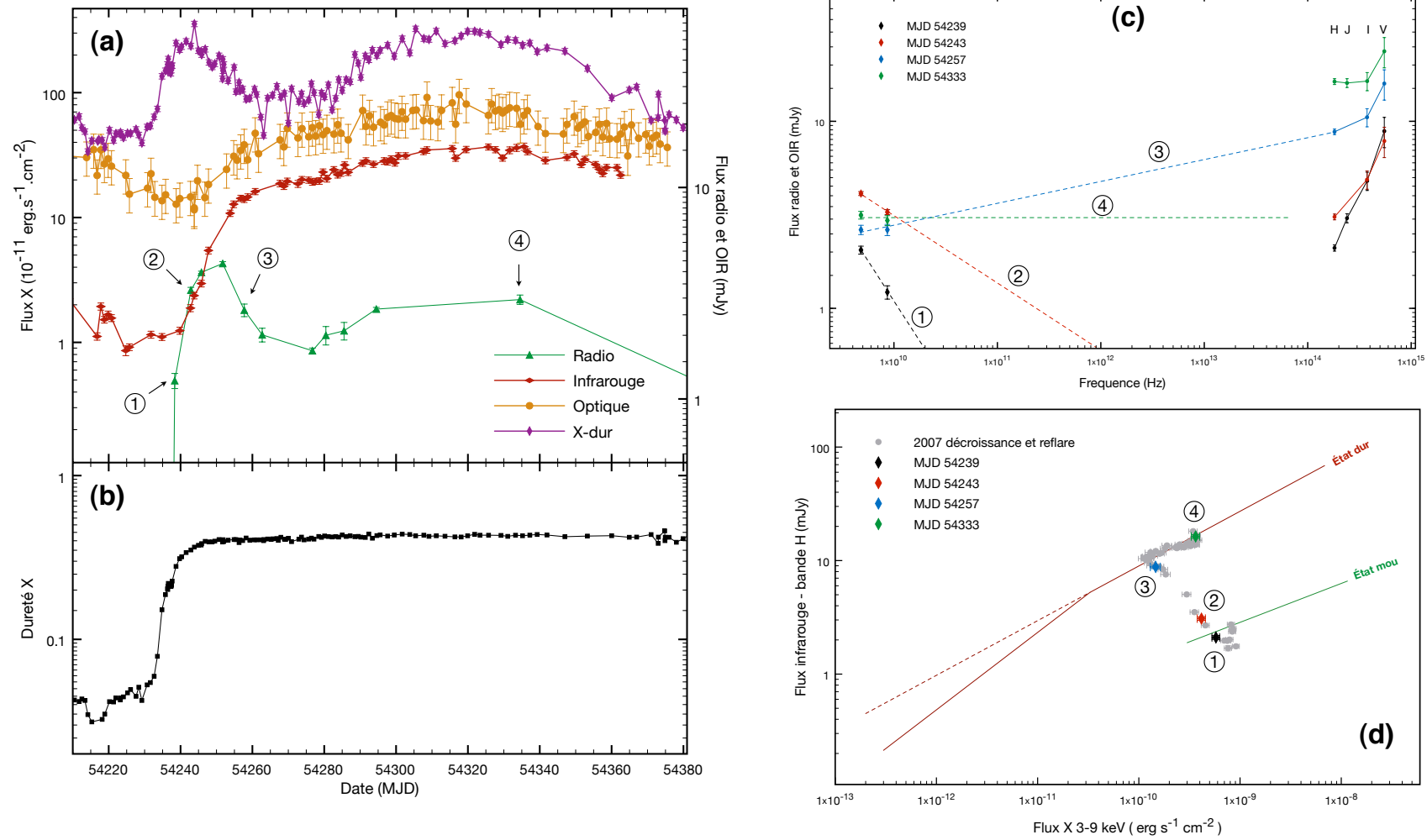


FIGURE 7.4 – Évolution des émissions radio, optique, infrarouge et X durs lors du retour à l'état dur du sursaut 2007. (a) : Courbes de lumière radio 8.6 GHz (mJy), infrarouge bande H (mJy), optique bande V (mJy) et X durs 9–200 keV ( $10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) lors du retour à l'état dur en 2007. (b) : Le rapport de dureté X correspondant, en fonction du temps. (c) : Distributions spectrales d'énergie radio-OIR correspondant aux points 1, 2, 3 et 4 indiqués sur la figure a. (d) : Les observations correspondantes dans le diagramme IR/X de la décroissance-rebond 2007. Les droites rouge et verte indiquent les ajustements des données de l'état dur et mou respectivement (voir chapitre 5)

La couverture radio sur cette période a débuté plus tôt qu'en 2005 et montre clairement, cette fois-ci, l'augmentation du flux radio associée au retour des jets compacts. On constate sur la figure 7.4a que l'évolution des émissions radio et X durs sont très similaires. On note cependant que le pic X durs précède le pic radio d'environ 10 jours. A première vue, il semble que les pics d'émission infrarouge et optique montrent un retard vis-à-vis de la radio et des X comme le montrait déjà la figure 7.3a. Il est toutefois plus difficile d'estimer ce retard car les flux V et H ne présentent pas la même décroissance que les flux X et radio juste après leur pic d'émission, probablement à cause du rebond. On peut donc plutôt se baser sur les dates auxquelles les flux commencent à augmenter. Ce faisant, on constate que l'émission X durs précède la radio d'environ 10 jours, comme estimé précédemment en utilisant les pics d'émission. En revanche, l'augmentation des émissions IR et radio semblent débiter relativement simultanément, bien que l'on ne puisse effectuer d'estimations précises. Une fois le pic radio atteint, l'émission IR continue d'augmenter pendant que l'émission radio entame sa décroissance, comme observé en 2005. Il apparaît donc, sur ces données 2007, que les émissions radio et IR augmentent en même temps mais atteignent leur pic d'émission de façon décalée.

Du point de vue des distributions spectrales d'énergie, la figure 7.4c montre qu'au point 1 l'émission radio est optiquement mince ( $\alpha_{\text{radio}} = -0.91 \pm 0.16$ ) et que le spectre infrarouge-optique est clairement dominé par l'émission des zones externes du disque ( $\alpha_{\text{OIR}} = 1.30 \pm 0.21$ ).

Avant le pic d'émission radio (point 2), le spectre radio apparaît encore optiquement mince bien que moins prononcé ( $\alpha_{\text{radio}} = -0.40 \pm 0.08$ ). Le spectre OIR correspondant est toujours typique de l'émission du disque mais il montre des signes de rougissement avec une augmentation du flux H d'un facteur 1.5 quand les flux optiques (I et V) restent similaires.

Le point 3 correspond globalement au point de fléchissement de la courbe de lumière infrarouge. À cette même date, les émissions radio et X durs décroissent de concert. La SED montre un spectre radio plat compatible avec le régime d'émission optiquement épais des jets compacts. On voit également que le spectre infrarouge s'accorde avec une extrapolation du spectre radio de pente  $\alpha_{\text{radio-IR}} = 0.11 \pm 0.01$ . Sur le diagramme IR/X de la figure 7.4d, on voit que le point 3 atteint pratiquement la corrélation IR/X de l'état dur.

Au point 4 finalement, on note que le spectre radio est encore plat. Le spectre OIR montre clairement la contribution des jets compacts en infrarouge. Cependant, il ne s'accorde pas avec une extrapolation directe du spectre radio par une simple loi de puissance, ce qui indique une forme plus complexe du spectre sous-jacent. Dans le laps de

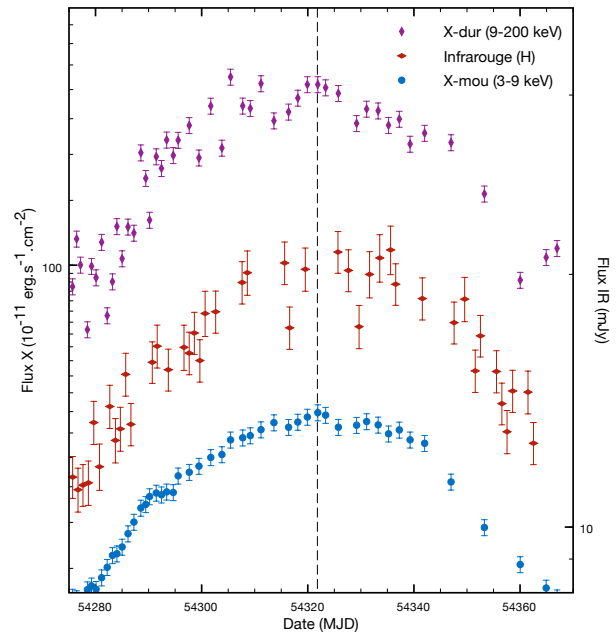


FIGURE 7.5 – Courbes de lumière X durs (9-200 keV), X mous (3-9 keV) et infrarouge (bande H) lors du rebond 2007. La droite tiretée indique le pic d'émission quasi-simultané des trois courbes de lumière.

temps entre les points 3 et 4, on constate que les émissions optique-infrarouge et X sont maintenant corrélées, comme le montrent les figures 7.4a,d. Notons de plus que le retard de  $\sim 10$  jours de l'émission IR vis-à-vis des X semble avoir nettement diminué. La figure 7.5 indique en effet que les pics d'émission X mous, X durs et infrarouge se situent aux mêmes dates. Les fluctuations des émissions et la couverture partielle imposent tout de même une marge d'erreur de  $\sim 5$  jours. Une corrélation croisée des courbes de lumière serait nécessaire pour estimer précisément ces décalages et sera présentée dans de futurs travaux.

### 7.2.3 Discussion

Pour résumer les résultats des deux sections précédentes :

1. Lors du retour à l'état dur, l'augmentation du flux X durs est accompagnée d'un accroissement des flux radio, infrarouge et optique. Le pic d'émission X durs précède le pic d'émission radio de  $\sim 10$  jours. L'augmentation des flux radio et IR semble débiter simultanément, cependant, leurs pics d'émission présentent un décalage de l'ordre de 10 jours également. Une fois le pic IR atteint, les trois domaines d'émission évoluent de façon corrélée et on estime un retard  $< 5$  jours de l'infrarouge sur les rayons X. La couverture radio n'est en revanche pas suffisante pour déterminer un quelconque décalage temporel avec les autres domaines d'énergie.
2. Lors de l'accroissement initial du flux radio, le spectre radio est optiquement mince et l'infrarouge-optique est complètement dominé par l'émission du disque. À mesure que l'émission radio augmente, son spectre devient plat et le spectre OIR rougit. Au pic d'émission infrarouge, le spectre IR est compatible avec une extrapolation du spectre radio par une loi de puissance de pente  $\alpha_{\text{radio-IR}} \sim 0.15$ . Par la suite, le spectre global radio-IR devient plus inversé avec un indice  $\alpha_{\text{radio-IR}} \sim 0.2$ , mais les données suggèrent une forme spectrale plus complexe qu'une simple loi de puissance pour relier la radio et l'infrarouge.
3. Dans le cas particulier du rebond en 2007, les émissions optique et infrarouge ne montrent pas la décroissance observée en X et en radio juste après leur pic d'émission.

Nous avons montré au chapitre 5 que l'on pouvait exclure le mécanisme d'irradiation comme responsable de l'accroissement des flux infrarouge et optique lors du retour à l'état dur. Dans la suite de la discussion, nous considérerons donc que cet accroissement est dû à l'apparition des jets compacts car nous ne connaissons pas d'autres mécanismes qui puissent expliquer ce fait. Sous cette hypothèse donc, nos résultats montrent que lorsque les jets compacts se reforment, leur rayonnement est initialement optiquement mince de la radio à l'IR. Le plasma à la base des jets est donc transparent au rayonnement de fréquence supérieure à  $\sim 5$  GHz. À mesure que l'émission radio augmente le spectre devient plat et l'infrarouge est de plus en plus dominé par les jets. Ceci indique que la fréquence de coupure  $\nu_b$ , caractéristique de l'émission des électrons à la base des jets, augmente et se rapproche de la bande H. Si notre hypothèse sur le changement de pente de la corrélation IR/X présentée au chapitre 5 est correcte, il est probable que  $\nu_b \gtrsim \nu_H$  au niveau du pic d'émission infrarouge. Ceci concorderait aussi avec le fait que les spectres radio et infrarouge puissent être reliés par une simple loi de puissance d'indice faible.

Le délai entre les pics radio et IR pourrait ensuite s'interpréter comme le temps nécessaire à la formation d'une structure d'éjection stable et stationnaire. Pendant ce « régime transitoire » nos résultats montrent que la fréquence caractéristique  $\nu_b$  d'émission des électrons de la base<sup>1</sup> augmente. Rappelons que  $\nu_b$  est définie comme la fréquence pour laquelle la profondeur optique  $\tau_{\max}$  du plasma de la base est  $\sim 1$ . En reprenant l'équation (3.11) du chapitre 3, on a :

$$\tau_{\max} = \tau_\nu(l = 1) = \chi_\star K_0 r_0 B_0^{\frac{p+2}{2}} \nu^{-\frac{(p+4)}{2}} \quad (7.1)$$

ce qui donne :

$$\nu_b = (\chi_\star K_0 r_0)^{\frac{2}{p+4}} B_0^{\frac{p+2}{p+4}} \quad (7.2)$$

On voit donc qu'une augmentation de la densité de particules accélérées ( $K_0$ ), de la taille caractéristique de la base ( $r_0$ ) et/ou de l'intensité du champ magnétique ( $B_0$ ), pourrait expliquer l'accroissement de  $\nu_b$  que nous observons. D'après les SEDs des figures 7.3c et 7.4c, on peut grossièrement estimer que  $\nu_b$  augmente d'un facteur  $\gtrsim 10^4$  dans un délai de 10 jours. En prenant  $p = 2$ , le produit  $(K_0 r_0)^{1/3} B_0^{2/3}$  devrait donc augmenter d'un facteur équivalent. Déterminer l'évolution temporelle de ces trois quantités lors de cette phase transitoire dépasse bien sûr le cadre de ces travaux, mais les contraintes apportées par nos résultats nous semblent intéressantes à prendre en compte dans le cadre des modèles de formation des jets.

On peut estimer ensuite que la structure d'éjection est globalement stationnaire une fois que l'émission infrarouge atteint son maximum et devient corrélée à l'émission X. Dans le cas du sursaut 2007, l'émission infrarouge ne présente pas de décroissance initiale avant le rebond, comme on le voit en X. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une fois le régime transitoire passé, l'évolution de l'émission IR est guidée par le même paramètre qui contrôle celle des X (e.g. le taux d'accrétion local). Du fait du retard initial de  $\sim 10$  jours, le flux IR aurait en principe atteint son pic au moment où l'émission X recommence à augmenter. Étant maintenant corrélée à l'émission X, l'émission IR continue d'augmenter (cependant si on a l'œil du lynx, on peut voir un léger point d'inflexion de la courbe IR entre MJD 54275 et MJD 54280). Ceci s'accorde avec le fait que l'IR ne présente plus de retard significatif avec les X une fois la phase d'augmentation initiale passée.

Cependant, dans le cadre de cette hypothèse de régime transitoire, la décroissance de l'émission radio ne peut s'expliquer que si l'on tient compte des pertes énergétiques. En effet, dans le modèle de jet conique standard présenté au chapitre 3, si un des trois paramètres  $K_0$ ,  $r_0$  ou  $B_0$  augmente, alors certes  $\nu_b$  augmente, mais l'émission du jet à n'importe quelle fréquence augmente également. On peut donc observer un décalage temporel des émissions à différentes fréquences, mais on ne devrait pas voir de phase où l'émission du jet augmente à une fréquence et diminue à une autre. Toutefois, si l'on prend en compte les pertes énergétiques, lorsque le jet se forme et gagne en puissance, on s'attend à ce que la zone d'émission radio s'éloigne de la base et devienne donc plus sensible aux pertes adiabatiques. De plus, si le champ magnétique augmente, les pertes radiatives augmentent également ce qui a pour

1. Précisons que ce que nous désignons ici par « base » est le début de la structure conique qui peut être décrite par le modèle standard présenté au chapitre 3. Cependant, les modèles considèrent souvent que cette structure est située à une distance significative du plan du disque d'accrétion (e.g.  $\sim 10$ - $100 r_g$  Markoff et al. 2005). Sur cette distance, se situe la zone où sont accélérées les particules et qui constitue la transition entre le flot d'accrétion et le jet conique à proprement parler. Selon les modèles, cette zone (d'où est peut-être issue l'émission X durs) peut être appelée couronne, « nozzle » ou simplement base du jet, d'où notre précision.

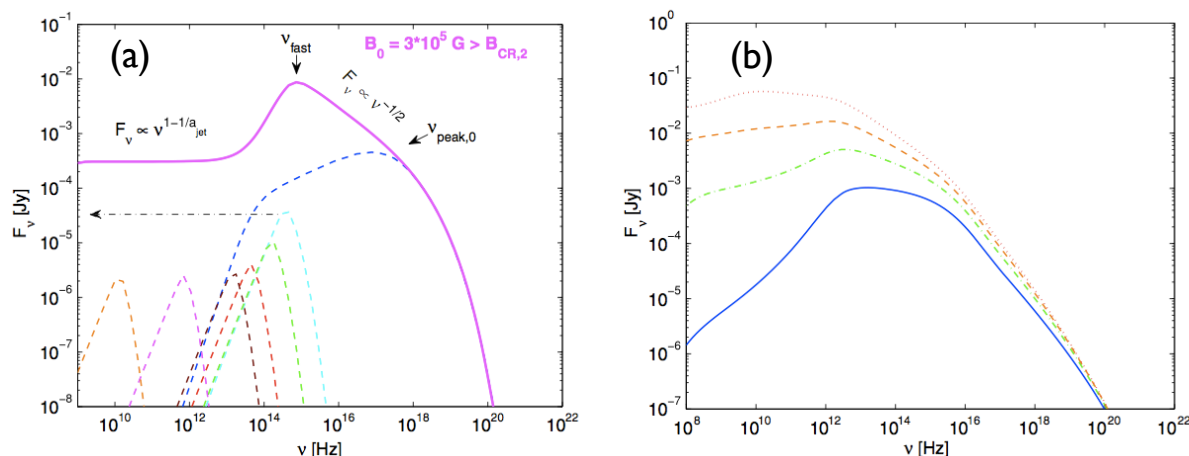


FIGURE 7.6 – (a) : Exemple de spectre de jets compacts obtenu à partir d’une distribution Maxwellienne d’électrons rayonnant en champ magnétique fort, i.e.  $B_0 = 3 \times 10^5$  G, lorsque les pertes radiatives sont incluses et les pertes adiabatiques négligées. Le jet est supposé conique. Les courbes tiretées représentent les contributions des différents segments des jets. On constate qu’au-delà d’une valeur critique, le champ magnétique peut fortement influencer le rapport de flux IR/radio. (b) : Exemples de spectres de jets obtenus à partir d’une distribution d’électrons en loi de puissance d’indice  $p = 2.5$ , rayonnant en champ magnétique faible ( $B_0 = 3 \times 10^3$  G), lorsque les pertes radiatives et adiabatiques sont incluses. Les différentes courbes correspondent à différentes géométries du jet. Un jet conique  $a_{\text{jet}} = 1$  (continue, bleue),  $a_{\text{jet}} = 2/3$  (tiretée-pointillée, verte),  $a_{\text{jet}} = 0.56$  (tiretée, orange),  $a_{\text{jet}} = 0.5$  (pointillée, rouge). Le paramètre  $a_{\text{jet}}$  est définie par la relation  $r(l) = l^{a_{\text{jet}}}$ , où  $r$  est le rayon du jet à la distance  $l$  de la base. Ces deux figures sont tirées de *Pe’er et Casella (2009)*.

effet de concentrer l’émission au niveau de la base, au détriment des zones plus éloignées. Globalement, cela entraîne que le rapport du flux IR sur le flux radio augmente, ce que semblent effectivement indiquer nos SEDs. De la même façon, si la géométrie du jet dévie de la forme conique standard, le rapport IR/radio est également affecté. Les figures 7.6a,b montrent quelques exemples de spectres de jets modifiés par les pertes énergétiques et/ou la géométrie du jet.

Ces résultats montrent encore une fois l’importance des domaines millimétriques et moyen-infrarouge pour contraindre les différents paramètres physiques qui influencent l’émission des jets.

## 7.3 CORRÉLATION RADIO - X REVISITÉE

GX 339-4 a été l’une des binaires X à trou noir les plus actives de cette dernière décennie, comme le montrent les courbes de lumière X de la figure 7.1. Le travail originel sur la corrélation radio/X de *Corbel et al. (2003)* utilisait les données de la période 1997 (quand GX 339-4 se trouvait dans un état dur persistant) et les données de la décroissance du sursaut 1998/99. Quatre sursauts majeurs ont été observés depuis : 2002/03, 2004/05, 2007 et un nouveau (toujours en cours à la date d’écriture de cette thèse) qui a débuté en 2010. Pendant ces quatre sursauts, la source a suivi le cycle complet dans le diagramme HID, transitant par l’ensemble des états canoniques (cf. figure 7.2). La figure 7.1 montre également quatre sursauts mineurs en 2006, 2008 et 2009, où GX 339-4 s’est uniquement cantonnée à l’état dur. Les nouveaux flux

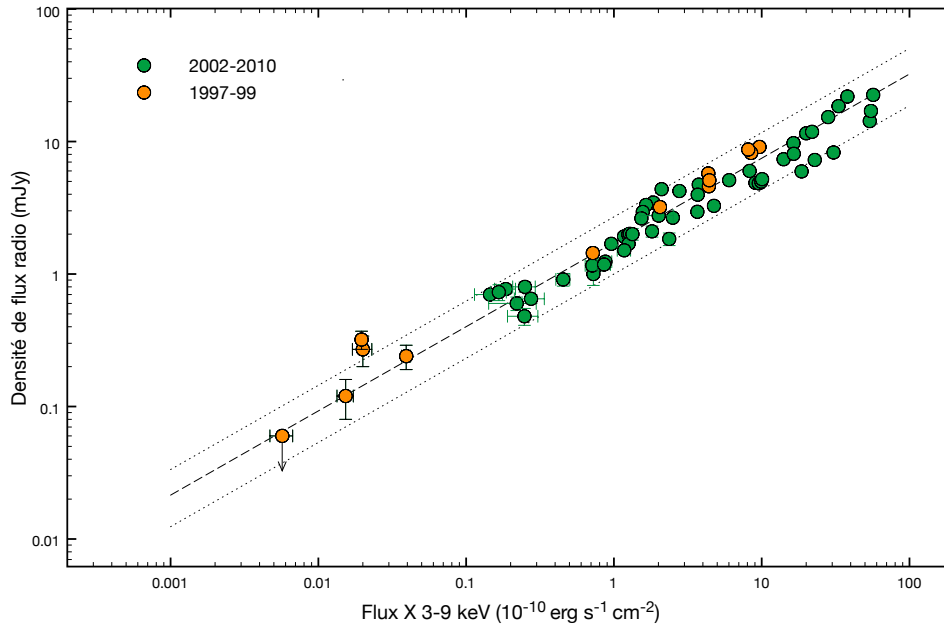


FIGURE 7.7 – Densité de flux radio (8.6 GHz) en fonction du flux X dans la bande 3-9 keV pour la période 1997-2010. La droite tiretée indique l'ajustement statistique en loi de puissance  $F_{\text{rad}} = kF_X^b$  avec  $b = 0.64 \pm 0.11$  et  $k = 1.73 \pm 0.05$ . Les lignes pointillées délimitent globalement la dispersion des données autour de la corrélation principale. Les points oranges indiquent les données utilisées initialement par Corbel et al. (2003) pour établir la corrélation radio/X de GX 339-4. Les points verts indiquent les données accumulées depuis.

radio et X obtenus ces dix dernières années nous permettent de compléter le travail initial de Corbel et al. (2003) et de confronter la corrélation « traditionnelle » à l'épreuve du temps, des différents sursauts et des phases montantes et descendantes de ceux-ci.

### 7.3.1 Vue d'ensemble

La figure 7.7 montre le diagramme radio/X de GX 339-4 sur la période complète 1997-2010. Les données présentées sont uniquement issues de l'état dur « canonique » pour lequel la bande 3-9 keV est dominée par l'émission non-thermique en loi de puissance, et la radio par l'émission du régime optiquement épais des jets compacts.

On constate que la corrélation radio/X initialement observée sur la période 97-99 a pris du poids (statistique) avec l'âge. On note qu'elle est bien récurrente sur l'ensemble des sursauts et s'étend sur quatre ordres de grandeur en flux X. En ajustant les données par une loi de puissance  $F_{\text{rad}} = kF_X^b$ , où  $F_{\text{rad}}$  est le flux radio à 8.6 GHz (en mJy) et  $F_X$  le flux 3-9 keV non-absorbé (en  $10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ), nous obtenons les paramètres :  $b = 0.64 \pm 0.11$  et  $k = 1.73 \pm 0.05$ , pour un  $\chi^2$  de 3347 pour 68 degrés de liberté. On constate donc qu'avec l'accumulation des données, bien que les flux X et radio soient clairement corrélés, il apparaît une dispersion significative dans la corrélation comme le montre la figure 7.7 et la valeur élevée du  $\chi^2$  réduit (49).

Pour comparaison, nous regroupons sur la figure 7.8 les données infrarouge/X de l'état dur présentées au chapitre 5 et les données radio/X étudiées ici. On remarque tout d'abord que la rupture de pente observée en IR/X semble absente en radio. Ceci conforte l'hypothèse



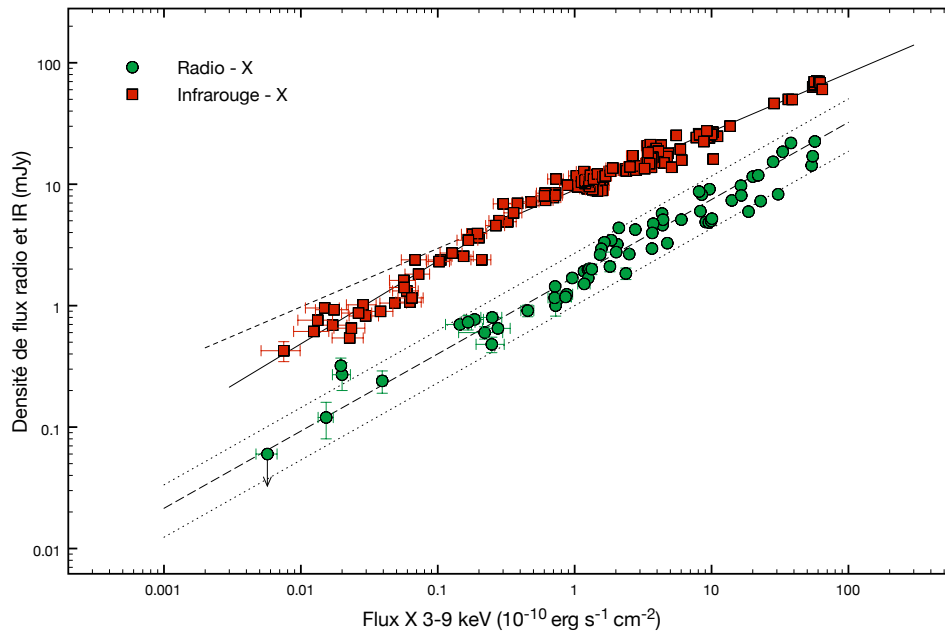


FIGURE 7.8 – Comparaison des corrélations Radio/X et infrarouge/X de GX 339-4, dans l'état dur. Les symboles rouge et vert indiquent respectivement les données infrarouge/X et radio/X. La ligne continue représente l'ajustement statistique des données IR/X par une loi de puissance brisée (voir chapitre 5).

que cette rupture dans la corrélation est due à une modification des propriétés de l'émission infrarouge plutôt qu'à une modification de celles du rayonnement X (voir chapitre 5). On constate ensuite que, visuellement, la dispersion semble plus importante en radio/X qu'en infrarouge/X. Cette impression est effectivement confirmée par le fait que l'ajustement statistique des données IR/X fournit un  $\chi^2$  de 584 pour 130 degrés de liberté, ce qui reste élevé, mais nettement inférieur au cas radio/X. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'émission radio du jet, située plus loin de la base, est plus sensible que l'émission IR aux pertes énergétiques ainsi qu'aux potentiels mécanismes qui pourraient les compenser (i.e. ré-accélération, changement de la géométrie du jet). Pour une même puissance injectée dans le jet, les études ont montré que le niveau d'émission IR reste globalement stable, alors que le flux radio peut varier significativement (voir figure 7.6 et e.g. Kaiser 2006). Ces fluctuations pourraient se produire de façon globalement aléatoire et/ou être liées à des phases particulières des sursauts comme on l'a vu dans le cas du retour à l'état dur.

### 7.3.2 Comportement selon les phases de sursaut

Pour étudier plus en détails cette dispersion, nous représentons en figure 7.9 les données radio/X regroupées selon la phase, montante ou descendante, de chaque sursaut. D'après cette figure, on remarque qu'il n'y a pas de lien apparent entre les variations de l'émission radio autour de la corrélation et le fait que la source soit en état dur croissant ou décroissant. Comme dans le cas de l'IR/X, il n'y a donc aucune indication de traces parallèles comme celles observées par Russell et al. (2007) pour XTE J1550-564. En revanche, si on isole uniquement les deux phases de retour à l'état dur en 2005 et 2007 (figure 7.10), on constate que la variation de l'émission radio balaye effectivement la totalité de la plage de dispersion de la corrélation.

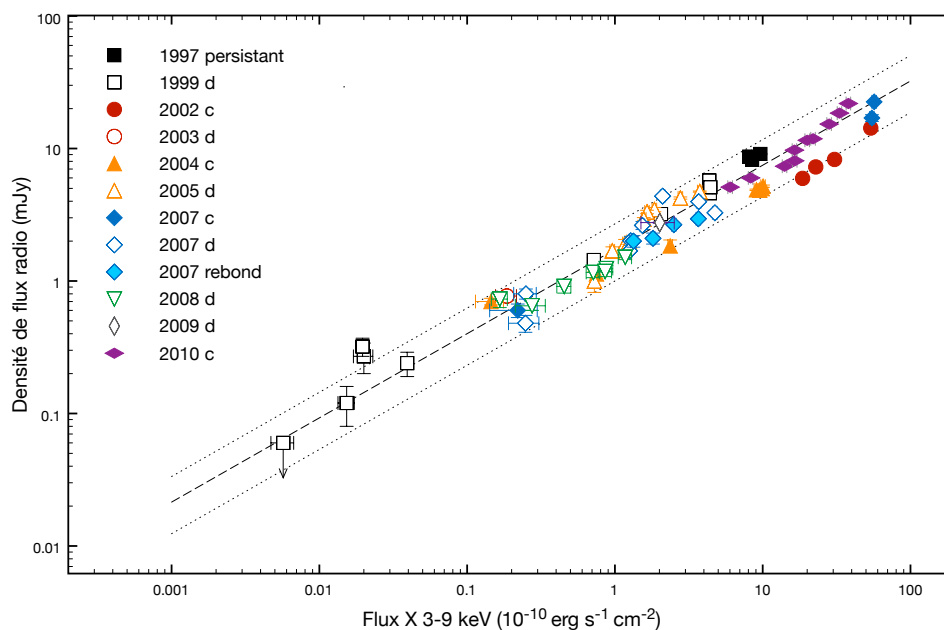


FIGURE 7.9 – Corrélations radio/X en fonction des phases croissantes et décroissantes de chaque sursaut. Les données sont identiques à celles présentées en figure 7.7. Les carrés noirs pleins et vides indiquent respectivement la phase d'état dur persistant de 1997 et la décroissance du sursaut 98-99. Pour les autres années, chaque couleur représente un sursaut donné qui est ensuite divisé en sa phase croissante (symboles vides et lettre « c ») et décroissante (symboles pleins et lettre « d »). La phase de rebond en 2007 est également séparée du reste du sursaut.

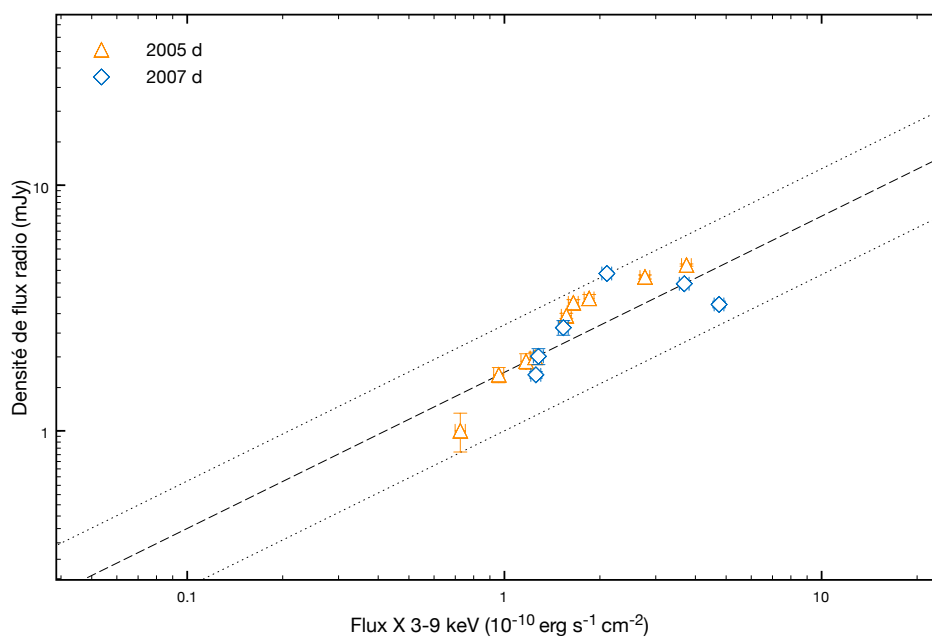


FIGURE 7.10 – Identique à la figure 7.9, mais seules les données associées au retour à l'état dur en 2005 et 2007 sont présentées.



En dehors des phases de retour à l'état dur, nous n'identifions pas d'autres événements récurrents entraînant une dispersion systématique des données. On peut donc en conclure que les fluctuations de l'émission radio sont d'ordre aléatoire ou qu'elles sont dépendantes d'un ou plusieurs paramètres non identifiés mais indépendants de la luminosité (et donc potentiellement du taux d'accrétion). On constate également, d'après l'évolution relativement régulière de chacune des phases de sursaut sur la figure 7.9, que ces fluctuations se font sur des échelles de temps relativement longues (de l'ordre de plusieurs jours), ce qui pourrait restreindre les potentiels mécanismes à l'origine de ces variations.

## CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons présenté dans ce chapitre une analyse multi-longueurs d'onde des phases de retour à l'état dur du microquasar GX 339-4. Grâce à une couverture radio précoce, nous avons pu observer l'évolution de l'émission des jets lors de leur re-formation. Nos principales conclusions relatives à cette analyse peuvent se résumer ainsi :

- Lorsque la source entame la transition de l'état mou vers l'état dur, nous observons tout d'abord une augmentation du flux X durs suivi, 10 jours plus tard, d'un accroissement quasi-simultané des émissions infrarouge et radio. Les pics radio et X durs conservent ensuite ce même décalage de 10 jours ; l'émission infrarouge en revanche atteint son pic 10 jours après le pic radio et donc 20 jours après le pic X durs. Une fois que les émissions radio et IR ont atteint leur pic, elles évoluent de façon corrélées avec l'émission X.
- L'évolution des SEDs radio, infrarouge et optique montrent que lors de la re-formation des jets compacts, leur rayonnement est initialement optiquement mince de la radio à l'IR et devient progressivement optiquement épais, au moins dans le domaine radio. On constate ensuite que le spectre radio-IR des jets devient de plus en plus inversé dans le sens où le rapport du flux IR sur le flux radio augmente. Bien ce spectre puisse initialement être correctement décrit par une loi de puissance d'indice faible ( $\alpha \lesssim 0.2$ ), les SEDs suggèrent ensuite une forme plus complexe avec un spectre plat dans le domaine radio et un excès dans le domaine IR.
- À partir de ces résultats, nous pouvons globalement en déduire qu'il existe un régime transitoire d'une dizaine de jours durant lequel la structure d'éjection se forme et se stabilise. L'évolution progressive d'un spectre optiquement mince de la radio à l'infrarouge vers un spectre partiellement auto-absorbé signale une augmentation de la fréquence de coupure  $\nu_b$  d'un facteur  $\sim 10^4$ . Selon le modèle standard d'émission des jets compacts, cette variation de  $\nu_b$  pourrait résulter de l'augmentation d'un ou plusieurs des paramètres suivants : le rayon caractéristique de la base des jets, la densité de particules éjectées et l'intensité du champ magnétique.
- Le fait que le spectre radio-IR devienne de plus en plus inversé suggère ensuite que la zone des jets où se produit l'émission radio subit un accroissement des pertes énergétiques (radiative et/ou adiabatique). Cet accroissement peut être dû, par exemple, à l'augmentation du champ magnétique ou à une variation de la géométrie des jets.

La fin de ce chapitre était dédiée à l'étude de la corrélation radio/X de GX 339-4 en combinant un total de 68 observations radio/X quasi-simultanées, réparties sur ses treize dernières années d'activité.

- Nous avons pu constater que la corrélation initialement établie par [Corbel et al. \(2003\)](#) était bien récurrente sur l'ensemble des sursauts, que ceux-ci soient « complets » (la source transite par l'ensemble des états canoniques) ou partiels (état dur uniquement).
- Autour de la corrélation moyenne de pente  $\sim 0.6$ , nous notons également une dispersion intrinsèque significative qui apparaît plus élevée que la dispersion observée dans la corrélation IR/X. Nous imputons cette différence au fait que l'émission IR du jet, située plus proche de la base, est moins sensible que l'émission radio aux pertes énergétiques et aux mécanismes qui pourraient partiellement les compenser. Pour une luminosité X donnée, ceci se traduit par des fluctuations de l'émission radio autour d'une valeur moyenne.
- En séparant les données par phase d'état dur croissant ou décroissant de chaque sursaut, on constate qu'une partie de la dispersion observée est engendrée par les variations de l'émission radio lors des phases de retour à l'état dur. En dehors de ces phases, nous n'identifions pas d'autres événements récurrents entraînant une dispersion systématique des données. Nous en concluons qu'une partie des fluctuations observées sont soit d'ordre aléatoire, soit dépendantes d'un (ou plusieurs) paramètre(s) indépendant(s) de la luminosité et donc, potentiellement, du taux d'accrétion.

# CONCLUSION GÉNÉRALE

« L'imagination nous emmène souvent vers des mondes qui n'ont jamais existé.  
Mais sans elle nous n'allons nulle part. »

Carl Sagan

**V**ous venez de lire un compte-rendu des recherches que nous avons menées durant mes trois années de thèse. Comme le veut la tradition, je vais maintenant résumer ce compte-rendu pour en dégager les principaux résultats. Dans un deuxième temps, je soulignerai les questions nées de ces travaux et proposerai certaines perspectives de recherche pour tenter d'y répondre.

## RÉSUMÉ

### **Nature du flot central et émission infrarouge des jets compacts de GX 339-4**

L'étude à long terme de l'évolution simultanée des émissions infrarouge et X du microquasar GX 339-4 nous a révélé la forte corrélation existant entre ces deux domaines. Cette corrélation est récurrente sur l'ensemble des sursauts et présente deux traces disjointes correspondant à l'état dur et à l'état mou. Dans l'état dur, cette corrélation traduit la connexion entre l'émission issue des zones proches de la base des jets compacts et l'émission non-thermique issue du flot central. Cette corrélation non-linéaire est correctement décrite par une loi de puissance brisée qui souligne, selon nous, un changement dans les propriétés de l'émission infrarouge des jets.

Nous avons premièrement montré que la rupture de pente dans la corrélation pouvait s'expliquer par les variations de la fréquence de transition entre les régimes optiquement épais et optiquement mince des jets compacts. Sous cette condition, la valeur des indices de corrélation est cohérente avec une émission X dominée par le rayonnement SSC issu de la base des jets. Nos résultats n'excluent cependant pas que le rayonnement X soit produit par un flot d'accrétion radiativement inefficace de type ADAF, si celui-ci émet un rayonnement fortement dépendant du taux d'accrétion (i.e.  $L_X \propto \dot{M}^{2.75}$ ).

Cette interprétation implique que la fréquence de coupure  $\nu_b$  des jets se situe au-delà de la bande H lorsque que l'émission IR des jets dépasse  $\sim 7$  mJy. Cependant, l'étude des distributions spectrales d'énergie indiquerait que pour des flux infrarouges de l'ordre de 25 mJy, la bande H soit située sur la partie optiquement mince. Ces résultats sont encore préliminaires et nous n'en tirons pas de conclusions définitives, mais il est possible que notre interprétation première soit erronée. Dans ce cas, pour expliquer les caractéristiques de la corrélation

IR/X, il nous faudrait considérer que l'émission des jets compacts en infrarouge n'est pas correctement décrite par le modèle standard des jets compacts. Des modèles plus évolués, utilisant une distribution énergétique d'électrons hybride thermique/non-thermique et tenant compte des pertes énergétiques, semblent nécessaires pour reproduire les caractéristiques de la corrélation IR/X (valeur des indices et présence d'une rupture de pente).

Nous avons finalement étudié la polarisation du rayonnement infrarouge produit par les jets compacts. Nos résultats préliminaires indiquent un degré de polarisation  $\lesssim 3\%$ . Si le rayonnement infrarouge est effectivement de nature synchrotron optiquement mince, ceci suggère que la structure du champ magnétique proche de la base des jets est faiblement ordonnée. En revanche, ce faible niveau de polarisation est attendu dans le cas où l'émission synchrotron en IR est auto-absorbée. Dans ce cas, l'indice spectral négatif observé en infrarouge dans nos SEDs ne serait pas caractéristique du régime d'émission optiquement mince des jets. La structure du spectre serait donc plus complexe que celle prévue par le modèle standard.

### **Influence de l'irradiation des zones externes du disque de GX 339-4**

En étudiant l'évolution de l'émission optique et ses liens avec l'émission X sur quatre sursauts majeurs, nous avons montré que, dans l'état dur, il est peu probable que les zones externes du disque d'accrétion soient significativement irradiées par la source centrale de rayonnement X. En étudiant les corrélations entre les émissions optique-infrarouge et X dans l'état mou, nous avons ensuite montré que la simple connaissance des indices de corrélation ne permettait pas de statuer sur l'influence de l'irradiation dans l'état mou (contrairement à ce qui est parfois observé dans la littérature). Cependant, les travaux de [Homan et Belloni \(2005\)](#) sur GX 339-4 ont montré que l'irradiation des zones externes du disque était également négligeable dans l'état mou car les variations de l'émission infrarouge précédaient de plusieurs jours celles des X. Nous en arrivons à la conclusion que les zones externes du disque sont essentiellement chauffées par viscosité. Ceci concorderait donc avec les résultats de [Dubus et al. \(1999\)](#). Les auteurs ont en effet montré que l'irradiation par une source ponctuelle centrale engendrait un profil de disque convexe qui impliquait en retour un « écrantage » des zones externes, stoppant ainsi l'irradiation.

### **Formation des jets compacts et influence des pertes énergétiques**

Nous avons ensuite concentré nos efforts sur l'étude multi-fréquences des phases de retour à l'état dur lorsque les jets compacts se reforment. Nous avons constaté la présence de décalages temporels particulièrement intéressants (et particulièrement longs) entre les courbes de lumière radio, infrarouge et X. À partir de ces décalages et de l'évolution des SEDs radio-IR correspondantes, nous avons pu proposer le scénario suivant de re-formation des jets compacts :

1. Lors du retour à l'état dur, se forme en premier lieu le flot central, émetteur X durs et probablement réservoir énergétique des jets. Ceci entraîne une augmentation du flux X durs sur une échelle de temps de  $\sim 10$  jours.
2. Une fois le flot central formé, i.e. lorsque le flux X durs atteint son pic, la structure d'éjection se forme et l'émission synchrotron radio et IR des jets débute quasi-simultanément. La densité du plasma éjecté et la densité d'énergie magnétique étant faibles, le plasma

est initialement optiquement mince au rayonnement qu'il produit. Le spectre des jets de la radio à l'infrarouge est donc correctement décrit par une loi de puissance d'indice  $\alpha \lesssim -0.5$ , typique du rayonnement synchrotron optiquement mince.

3. A mesure que la structure d'éjection se stabilise et que le jet gagne en puissance, le plasma devient optiquement épais au rayonnement de fréquence de plus en plus élevée, entraînant ainsi une augmentation de la fréquence de coupure de la radio vers l'infrarouge.
4. Pour une raison qui reste encore à éclaircir, les pertes énergétiques semblent ensuite s'accroître et entraîner une diminution du rapport de flux entre l'infrarouge et la radio. Les SEDs suggèrent également une forme plus complexe qu'une simple loi de puissance brisée pour décrire l'émission des jets, ce qui rejoindrait nos suppositions relatives à la corrélation IR/X.

Nous avons finalement revisité la corrélation radio/X de GX 339-4 à l'aide des données accumulées sur plus de dix ans d'activité et couvrant sept sursauts. Nos résultats montrent que cette corrélation est bien récurrente sur l'ensemble des sursauts, quelque soit la phase (croissante ou décroissante), et que la source soit passée par l'ensemble des états X canoniques ou qu'elle soit uniquement restée dans l'état dur.

Nous trouvons également une dispersion statistique significative autour de la corrélation moyenne de pente 0.6. Cette dispersion apparaît nettement plus importante dans le cas radio/X que celle observée pour la corrélation IR/X. Nous pensons que cette différence vient du fait que l'émission IR du jet, située plus proche de la base, est moins sensible aux pertes énergétiques que l'émission radio.

En séparant les données par phase d'état dur croissant ou d'état dur décroissant de chaque sursaut, nous avons constaté qu'une partie de la dispersion observée était engendrée par les variations de l'émission radio lors des phases de retour à l'état dur. En dehors de ces phases, nous n'avons pas identifié d'autres événements récurrents entraînant une dispersion systématique des données. Nous pensons donc qu'une partie des fluctuations observées est soit d'ordre aléatoire, soit dépendante d'un (ou plusieurs) paramètre(s) indépendant de la luminosité et donc, potentiellement, du taux d'accrétion.

## Dichotomie du couplage accrétion-éjection des binaires X à trou noir

Je terminerai ce résumé par ce qui est à mes yeux le résultat le plus intéressant de mes travaux de thèse.

La population des binaires X à trou noir, appelées couramment « outliers » ou « trous noirs radio-faible », soulève de nombreuses questions quant à l'universalité du couplage accrétion-éjection. Nous avons souhaité étudier en profondeur un des représentants de cette population, le candidat trou noir H1743-322, pour tenter de contraindre l'origine de la dichotomie observée dans le diagramme radio/X des trous noirs stellaires accrétants.

L'étude de la corrélation radio/X de cette source nous a révélé deux aspects différents. À haut flux tout d'abord, nous observons une forte corrélation dans l'état dur, dont l'indice, proche de 1.4, indique un couplage accrétion-éjection intrinsèquement différent des trous noirs « standard ». De nombreuses indications nous laissent ensuite penser qu'à plus bas flux, en deçà d'une luminosité X de l'ordre de  $10^{-3}L_{\text{Edd}}$ , la source effectue une transition de la corrélation d'indice 1.4 vers la corrélation standard de pente 0.6.

En comparant les données de H1743-322 avec celles d'autres outliers, nous avons constaté que ces derniers semblaient reproduire le même comportement, tant au niveau de la corrélation à haut flux que de la déviation à plus basse luminosité. Ceci nous conforte donc dans l'idée que H1743-322 est représentative des outliers.

Nous avons ensuite montré que la dichotomie entre outliers et trous noirs standard pouvait s'expliquer par une différence dans l'efficacité radiative du flot central. Les outliers développeraient un flot d'accrétion radiativement efficace dans l'état dur et les trous noirs standard un flot radiativement inefficace. La transition observée dans H1743-322 refléterait donc une transition d'un flot radiativement efficace vers un flot inefficace. Nos résultats suggèrent également que la variation d'efficacité s'effectue de façon « brusque » et non lente en continue, comme on l'attend dans certains modèles de flot d'accrétion chaud. Cependant, les détails de cette variation d'efficacité restent encore à déterminer.

Nous avons ensuite examiné la possibilité que le comportement des outliers soit dû à une différence dans les propriétés des jets compacts plutôt que dans celles du flot d'accrétion. Nous avons montré en particulier que si l'on introduit, pour une raison donnée, une dépendance additionnelle de la puissance éjectée sur le taux d'accrétion, on peut effectivement reproduire la corrélation d'indice 1.4 en conservant un flot d'accrétion radiativement inefficace. Cependant, pour expliquer la transition, cette dépendance doit disparaître à basse luminosité.

Nos travaux doivent maintenant s'attacher à déterminer quels paramètres fondamentaux des systèmes binaires et/ou de leur environnement peuvent conduire des systèmes de structure très similaire à développer des flots d'accrétion ou d'éjection différents.

## PERSPECTIVES

Les travaux de recherche font souvent naître plus de questions qu'ils n'apportent de réponses. Ceux que nous avons menés n'échappant pas à la règle, voici quelques perspectives de recherches associées aux diverses questions et problèmes abordés dans cette thèse.

### Physique des jets compacts

Nos travaux ont clairement montré, je l'espère, la nécessité de pousser notre compréhension de la physique des jets compacts au-delà du modèle standard. Ces travaux ont déjà débuté d'un point de vue théorique, cependant, les contraintes observationnelles sur l'évolution spectro-temporelle des jets sont encore peu nombreuses. Nos travaux sur GX 339-4 fournissent des pistes de réflexion qui me semblent intéressantes. Je pense en particulier qu'un des domaines d'énergie dans lequel l'émission des jets doit être intensivement explorée est le domaine millimétrique. Les SEDs radio-IR que nous avons obtenues montrent clairement la nécessité de faire le lien entre l'émission radio et proche-infrarouge si l'on veut réellement contraindre la forme du spectre et, par conséquent, la physique sous-jacente. Nous avons donc débuté un programme d'observations à l'aide du bolomètre MAMBO installé sur le télescope de 30m de l'IRAM. Nous avons également soumis une proposition d'observations avec le bolomètre LABOCA installé sur APEX. Ces observations doivent toutefois être menées (quasi-) simultanément à des observations en OIR et en radio pour être réellement efficaces, ce qui reste à ce jour une difficulté non-négligeable (mais pas insurmontable).

Notre étude approfondie de la corrélation IR/X de GX 339-4 nous a permis de contraindre précisément les liens entre ces deux domaines d'énergie et de révéler des comportements fins, généralement inaccessibles aux études globales incluant plusieurs sources. Ces comportements doivent être maintenant confirmés (ou infirmés) pour d'autres sources avant d'être généralisés. Il serait donc intéressant de continuer l'étude que nous avons menée sur d'autres sources galactiques à jets compacts (trous noirs ou étoiles à neutrons). Si la rupture que nous observons dans la corrélation IR/X est bien liée à la variation de la fréquence de coupure du spectre des jets, nous devrions en principe pouvoir observer un effet similaire sur un échantillon statistique de NAG. Cependant, la fréquence de coupure dans les NAG étant observée dans le domaine millimétrique (mm), il conviendrait de chercher une rupture dans la corrélation mm/X.

Il serait finalement intéressant de confronter les récents modèles théoriques de formation et d'émission des jets aux contraintes que nous avons obtenues lors des phases de retour à l'état dur. Nous travaillons actuellement sur ces sujets, en ajustant notamment des modèles évolués de jet+disque (Markoff et collaborateurs) sur nos données radio, OIR et X. Nous testons ainsi, à différents niveaux de flux et dans différentes phases de sursauts, les possibles processus d'émission X (e.g. SSC), l'influence de l'irradiation et les variations des paramètres d'émission des jets compacts.

## Irradiation

Nos travaux sur GX 339-4 semblent indiquer que l'influence de l'irradiation des zones externes du disque est négligeable. Cependant, l'irradiation est le principal mécanisme invoqué pour expliquer l'excès de luminosité optique des LMXBs vis-à-vis des variables cataclysmiques. Si les caractéristiques de GX 339-4 sont représentatives des LMXBs (ou du moins celles comportant un trou noir), on peut donc se poser la question de l'origine physique de cet excès. De même, l'irradiation semble nécessaire pour expliquer la durée des sursauts dans le modèle d'instabilité de disque. L'absence apparente d'irradiation aurait donc des conséquences importantes sur la physique de ces objets.

Par ailleurs, il serait important de confirmer nos conclusions en utilisant d'autres sources et d'autres diagnostics. L'ajustement de SEDs de l'infrarouge aux X est un premier exemple. Mais, tout comme le millimétrique pour les jets, l'ultraviolet manque cruellement aux disques d'accrétion. La raison principale étant bien sûr l'absorption interstellaire. Il faut donc sélectionner des sources dont l'extinction optique est faible. Celle-ci sont malheureusement très peu nombreuses, mais une nouvelle binaire X à trou noir, MAXI J1659-152, découverte le 25 septembre 2010 (Mangano et al. 2010), semble être faiblement absorbée et constituerait donc un excellent candidat pour effectuer des observations UV et étudier l'irradiation.

## Deux populations de trous noirs accrétants

Il y a de nombreux travaux à effectuer pour comprendre la nature du couplage accrétion-éjection dans ces deux populations. Les idées proposées ci-dessous n'en sont qu'un bref échantillon.

Pour confirmer nos résultats sur H1743-322, nous devons effectuer des études radio/X complètes d'autres outliers. La plupart de ces sources sont au repos actuellement. Seule Swift J1753.5-0127 se trouve dans une période d'activité. Nous avons soumis deux propositions

d'observations radio (EVLA et ATCA) pour étudier cette source lorsqu'elle débutera sa phase de décroissance. Ces observations radio, combinées aux programmes d'observations Swift et Chandra de nos collaborateurs, devraient nous permettre de suivre la source jusqu'à son retour en quiescence. Nous pourrions ainsi confirmer, ou non, la présence d'une transition dans la corrélation.

Il serait ensuite intéressant d'étudier les outliers en infrarouge/X afin de déterminer si l'on observe les mêmes caractéristiques qu'en radio/X. Cette comparaison pourrait peut-être fournir des indices sur l'origine de la dichotomie (jets faibles ou flot central fort).

L'étude de la variabilité rapide en X des outliers est également un point important sur lequel nous travaillons actuellement. Nous étudions l'évolution des QPOs et des spectres de puissance de H1743-322. Nous cherchons des différences avec les trous noirs standards ainsi que des modifications lors de la transition. La présence de QPOs hautes fréquences est également un aspect à étudier.

Finalement, il faut aborder d'un point de vue théorique et observationnel le problème du « paramètre global » qui entraîne que des systèmes binaires X à trou noir possédant de nombreuses caractéristiques similaires développent des flots d'accrétion ou d'éjection différents. Sur le plan observationnel, on peut étudier les paramètres du système binaire (e.g période), la nature de l'étoile compagnon, son stade d'évolution ou encore l'environnement interstellaire des outliers et les comparer à ceux des sources dites « standard ». Sur le plan théorique, il serait intéressant de considérer l'influence du spin du trou noir, son sens de rotation, les conditions aux limites externes du disque d'accrétion ou encore l'influence du champ magnétique de l'étoile compagnon.

De nombreuses pistes restent donc à explorer ...



# ARTICLES DE RECHERCHE

# A

## SOMMAIRE

A.1 THE INFRARED/X-RAY CORRELATION OF GX 339-4 . . . . .	173
A.2 RADIATIVELY EFFICIENT ACCRETING BLACK HOLES IN THE HARD STATE . . . . .	187
A.3 RADIO OBSERVATIONS OF NGC 6388 . . . . .	205



A.1 THE INFRARED/X-RAY CORRELATION OF GX 339-4 : PROBING HARD X-RAY EMISSION IN ACCRETING BLACK HOLES



# The infrared/X-ray correlation of GX 339–4: probing hard X-ray emission in accreting black holes

M. Coriat,<sup>1\*</sup> S. Corbel,<sup>1</sup> M. M. Buxton,<sup>2</sup> C. D. Bailyn,<sup>2</sup> J. A. Tomsick,<sup>3</sup> E. Körding<sup>1</sup> and E. Kalemci<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Université Paris Diderot and Service d'Astrophysique, UMR AIM, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>Astronomy Department, Yale University, PO Box 208101, New Haven, CT 06520-8101, USA

<sup>3</sup>Space Sciences Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

<sup>4</sup>Sabancı University, Orhanlı-Tuzla 34956, Istanbul, Turkey

Accepted 2009 July 27. Received 2009 July 27; in original form 2009 April 1

## ABSTRACT

GX 339–4 has been one of the key sources for unravelling the accretion ejection coupling in accreting stellar mass black holes. After a long period of quiescence between 1999 and 2002, GX 339–4 underwent a series of four outbursts that have been intensively observed by many ground-based observatories [radio/infrared (IR)/optical] and satellites (X-rays). Here, we present results of these broad-band observational campaigns, focusing on the optical–IR (OIR)/X-ray flux correlations over the four outbursts. We found tight OIR/X-ray correlations over four decades with the presence of a break in the IR/X-ray correlation in the hard state. This correlation is the same for all four outbursts. This can be interpreted in a consistent way by considering a synchrotron self-Compton origin of the X-rays in which the break frequency varies between the optically thick and thin regime of the jet spectrum. We also highlight the similarities and differences between optical/X-ray and IR/X-ray correlations which suggest a jet origin of the near-IR emission in the hard state while the optical is more likely dominated by the blackbody emission of the accretion disc in both hard and soft state. However, we find a non-negligible contribution of 40 per cent of the jet emission in the *V* band during the hard state. We finally concentrate on a soft-to-hard state transition during the decay of the 2004 outburst by comparing the radio, IR, optical and hard X-rays light curves. It appears that unusual delays between the peak of emission in the different energy domains may provide some important constraints on jet formation scenario.

**Key words:** accretion, accretion discs – stars: individual: GX 339–4 – ISM: jets and outflows – infrared: stars – radio continuum: stars – X-rays: binaries.

## 1 INTRODUCTION

Black hole X-ray binaries (BHXBs) are known to be powerful multi-wavelength emitters spending most of their life in quiescence and undergoing sporadic outbursts during which their X-ray luminosities can increase up to a factor of  $10^6$  compared to quiescent level. During these outbursts, BHXBs display a sequence of three main X-ray states, which are defined by their X-ray spectral and timing properties. The hard state is usually observed at the beginning and the end of a ‘typical’ outburst. The X-ray spectra are dominated by non-thermal emission in the form of a power law extending up to hard X-rays. The physical origin of this emission is still debated, but

the common models imply a corona of hot plasma surrounding the compact object or the base of compact jets (Zdziarski et al. 1998; Nowak, Wilms & Dove 2002; Markoff, Nowak & Wilms 2005). The soft state is dominated by thermal emission from the accretion disc and displays a weak power-law component with photon index softer than during the hard state. The transitional states between the hard and the soft states can be classified as various instances (hard or soft) of the Intermediate state and has spectra with hardnesses in between the hard and the soft states. For a complete description of X-ray states properties and classification see e.g. Homan & Belloni (2005), McClintock & Remillard (2006) and Fender (2006).

Among the canonical states, it is perhaps the hard state that has attracted most attention in recent years where radio observations have highlighted analogies with the flat spectra of low-luminosity active galactic nuclei (AGN; Falcke & Biermann 1996). The radio

\*E-mail: mickael.coriat@cea.fr

spectrum from GX 339–4 during its hard state can be explained as self-absorbed synchrotron emission from compact jets (Corbel et al. 2000; Fender 2001), similar to the case of flat-spectrum AGN (Blandford & Konigl 1979). Regular radio observations have shown that the compact jets of GX 339–4 are quenched in the soft state (Fender et al. 1999; Corbel et al. 2000). Similar properties have now been found in a growing number of BHXBs (the jet has even been resolved in Cyg X–1, Stirling et al. 2001, and GRS 1915+105, Dhawan, Mirabel & Rodríguez 2000; Fuchs et al. 2003), thus suggesting that compact jets are ubiquitous in BHXBs during the hard state (Fender 2001). In addition to being responsible for the radio emission, the compact jets may dominate the infrared (IR) emission and could also contribute significantly in the optical domain (Corbel et al. 2001; Jain et al. 2001; Corbel & Fender 2002; Homan et al. 2005; Russell et al. 2006). The compact jets may also produce some of the observed X-ray emission (Markoff et al. 2003, 2005). Thus, the compact jets may dominate large fractions of the spectral energy distribution (SED) of BHXBs (Fender 2001; Corbel & Fender 2002; Gallo, Fender & Pooley 2003b).

A good way to assess the contribution of jets at high energy and disentangle its emission components is to perform broad-band observations of BHXB simultaneously at radio, optical–IR (OIR) and X-ray frequencies, and study the correlations between these frequency domains. Radio/X-ray (Corbel et al. 2000, 2003; Gallo et al. 2003b) and OIR/X-ray (Homan et al. 2005; Russell et al. 2006) flux correlations have already been found for BHXBs in their hard state indicating a strong coupling between accretion and ejection processes. GX 339–4 was the first galactic black hole for which a strong non-linear correlation between radio and X-ray emissions was observed in the hard state (Corbel et al. 2000, 2003). This correlation has been extended to other galactic black holes (Gallo et al. 2003b) and even AGN (Merloni, Heinz & di Matteo 2003; Falcke, Körding & Markoff 2004; Körding, Falcke & Corbel 2006). In this work, we present the detailed evolution of the IR/X-ray flux correlation of GX 339–4 over its last five years of activity. In Section 2, we describe the observational data set and our analysis method. After a brief description of the recent activity of GX 339–4, Section 3 presents the results of our broad-band study and we discuss and propose possible interpretations in Section 4. Our conclusions are summarized in section 5.

## 2 OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

### 2.1 Optical and infrared

Optical and IR photometry of GX 339–4 were conducted between UT 2002 January 22 and 2007 October 02 (MJD 52296–54375). Approximately 840 observations were made with the Small and Medium Aperture Research Telescope System which currently uses A Novel Double Imaging Camera (ANDICAM) camera on the 1.3-m Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) telescope. ANDICAM takes simultaneous optical and IR images over a variety of band passes. In the observations reported here, we used Johnson–Kron–Cousins *V* and *I* filters (Bessell, Castelli & Plez 1998) and standards CTIO *J* and *H* filters (Elias et al. 1982). The optical and IR light curves for the all period are presented in Buxton & Bailyn (2007). We converted the observed magnitudes *m* into spectral flux densities  $F_\nu$  using the optical extinction  $A_V = 3.7 \pm 0.2$  (Zdziarski et al. 1998) and the extinction law of Cardelli, Clayton & Mathis (1989). The uncertainty on the optical extinction has been propagated in the derived errors on the OIR fluxes and dominates over the intrinsic errors.

### 2.2 X-ray

#### 2.2.1 Data reduction

The X-ray observations were performed with the proportional counter array (PCA) and the high-energy X-ray timing experiment (HEXTE) on-board the *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE). We analysed public data taken between 2002 January 29 (MJD 52303) and 2007 October 6 (MJD 54379), corresponding to a total of 622 pointed observations. Spectra were produced for each observation using HEASOFT V6.4.

For the PCA, only data from proportional counter unit 2 (PCU2) were used for the analysis in this work, as it is the only operational unit during all observations and is the best-calibrated detector out of the five PCUs. PCA spectra were extracted from the STANDARD 2 mode data, and a systematic error of 0.6 per cent was added.

For the HEXTE, starting on 2005 December 12, we only used cluster B data as cluster A started to lose its background measurements capabilities. HEXTE spectra were produced from the standard mode ARCHIVE data and were dead-time corrected.

#### 2.2.2 Spectral analysis and state classification

The PCA (3–25 keV) and HEXTE (20–150 keV) spectra of each observation were fitted simultaneously in XSPEC V11.3.2 using an overall normalization constant that was allowed to float for cross-calibration purposes. To fit the spectra, we used several combinations of the following models: a (cut-off) power-law (CUT-OFFPL or POWERLAW), a multitemperature disc blackbody model (EZZDISKBB), a Gaussian emission line at 6.4 keV (GAUSSIAN), a smeared absorption edge (SMEDGE) and an absorption component (WABS). The hydrogen column density,  $N_H$ , was fixed to a value of  $5 \times 10^{21}$  atoms  $\text{cm}^{-2}$  (Kong et al. 2000). At fainter flux, when GX 339–4 was not significantly detected with HEXTE, fits were made to the PCA spectrum only. We finally obtained an average reduced  $\chi^2$  of 0.96 with a minimum of 0.35 and a maximum of 1.87. Unabsorbed fluxes were measured in the 3–9, 9–20 and 20–100 keV energy ranges (if HEXTE data were used).

We classified the observations into the various X-ray states (hard state, intermediate state, soft state) using the dates of the state transitions provided by previous spectral and timing studies (Belloni et al. 2005; Smith, Homan & Bezayiff 2005; Belloni et al. 2006; Kalemci et al. 2007; Del Santo et al. 2009). When not available, we determined the state using the value of the power-law photon index (hard state:  $\Gamma < 2.1$ , soft state:  $\Gamma > 2.1$ ) and the evolution of the hardness ratio.

#### 2.2.3 Galactic ridge emission

At very low flux level ( $\lesssim 10^{-11}$  erg  $\text{s}^{-1}$   $\text{cm}^{-2}$ ), X-ray emission from the Galactic ridge (Valinia & Marshall 1998) can significantly contaminate the estimated GX 339–4 fluxes. In order to subtract this contribution, we used quasi-simultaneous *Chandra* and *RXTE*/PCA observations of GX 339–4 taken on MJD 52911 during a quiescent state of GX 339–4 (Gallo, Fender & Corbel 2003a), to estimate the Galactic ridge flux,  $F_{GR}$ . We analysed the seven PCA observations over this period and combined the spectra to extract an average 3–9 keV flux. The high spatial resolution of *Chandra* provides an estimated real flux for GX 339–4 and is then subtracted from the averaged PCA flux. We finally obtained, in the 3–9 keV range,  $F_{GR} = (4.2 \pm 0.5) \times 10^{-12}$  erg  $\text{s}^{-1}$   $\text{cm}^{-2}$ . Consequently, we subtracted this value to all 3–9 keV fluxes.

### 2.3 Radio

Since 1996, we have been performing regular radio observations with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) several times a year and during each outburst (e.g. Fender et al. 1997; Corbel et al. 2000, 2003). In this paper, we focus on the radio data up to 2005 that is presented in Corbel et al. (in preparation). The ATCA synthesis telescope is an east–west array consisting of six 22-m antennas with baselines ranging from 31 to 6 km. The continuum observations have been mainly performed in two frequency bands (with a total bandwidth of 128 MHz for 32 channels), usually at 4800 and 8640 MHz, simultaneously. All ATCA results are summarized in Corbel et al. (in preparation), which also includes further information on the radio analysis as well as details on the evolution of the radio/X-ray correlation of GX 339–4.

## 3 RESULTS

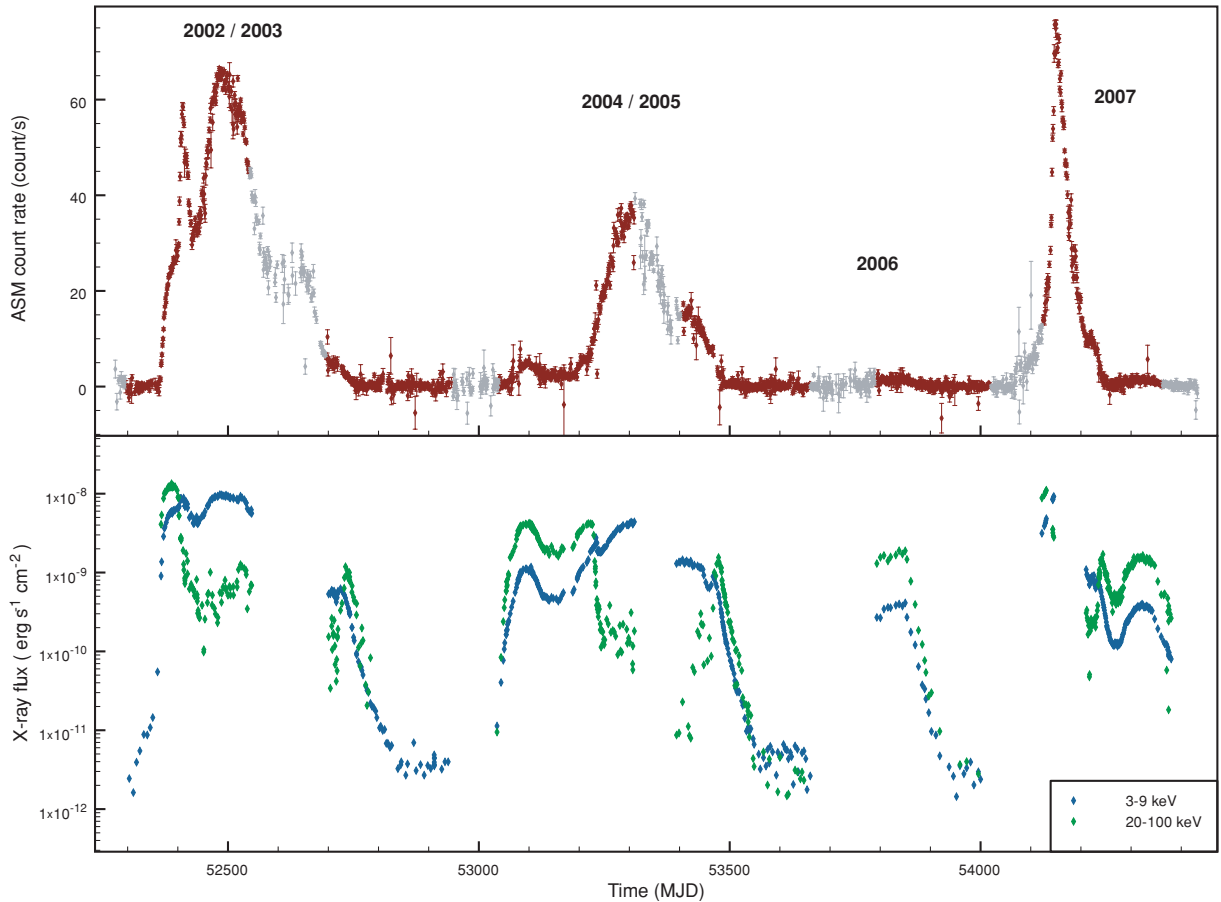
### 3.1 5 years of activity

Fig. 1 represents the *RXTE*/ASM light curve between 2002 and 2007 (upper panel) and the light curves in the 3–9 and 20–100 keV ranges for the 622 analysed *RXTE* observations (lower panel). During this period, GX 339–4 underwent a series of four outbursts separated by periods of quiescence. The first one and one of the most luminous outbursts of those recently observed for this source began in 2002 and ended in 2003 (Miller et al. 2004; Belloni et al. 2005;

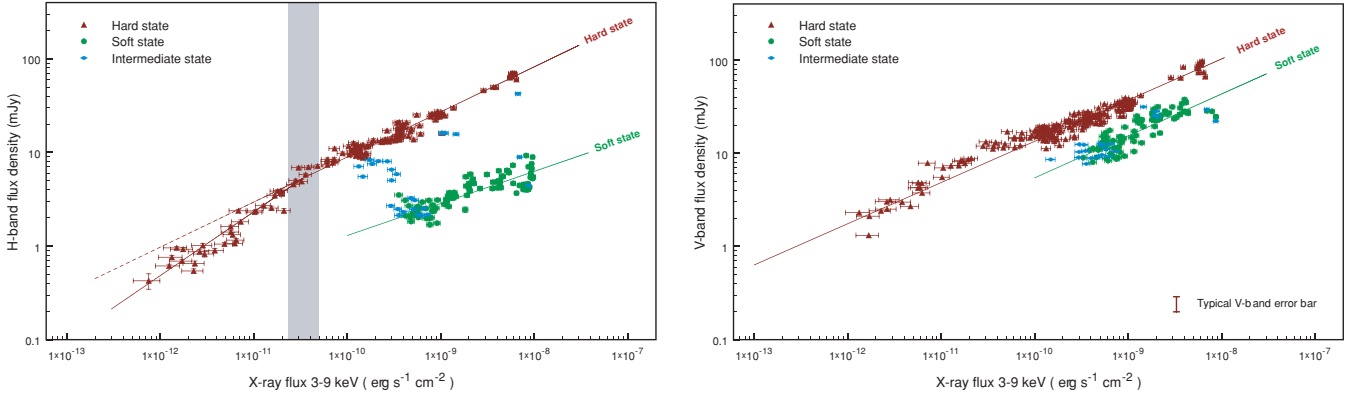
Homan et al. 2005). During the 2002 hard-to-soft state transition, a bright radio flare was observed (Fender et al. 2002), which later on led to the formation of a large-scale relativistic jet (Gallo et al. 2004). GX 339–4 entered a second outburst in 2004 and went back to quiescence in 2005 (Belloni et al. 2006; Miller et al. 2006; Joinet et al. 2007). During this outburst, Corbel et al. (in preparation) show the presence of two parallel tracks in the radio/X-ray correlation between the rising and decaying phases of the outburst. During the following ‘minor’ outburst in 2006, GX 339–4 remained in the canonical hard state and reached, in the 3–100 keV band, a maximum unabsorbed flux of  $2.75 \times 10^{-9}$  erg s $^{-1}$  cm $^{-2}$  (see Fig. 1). The last outburst occurred in 2007 (Tomsick et al. 2008; Del Santo et al. 2009) and displayed a luminosity similar to the one reached in 2002. During the initial hard state of this outburst, Miller et al. (2008) reported the detection of a relativistically broadened iron emission line in the X-ray spectra which would suggest a black hole spin parameter close to the maximal value. In the following, we will refer to these outbursts by their starting year, namely, 2002, 2004, 2006 and 2007.

### 3.2 OIR/X-ray correlations

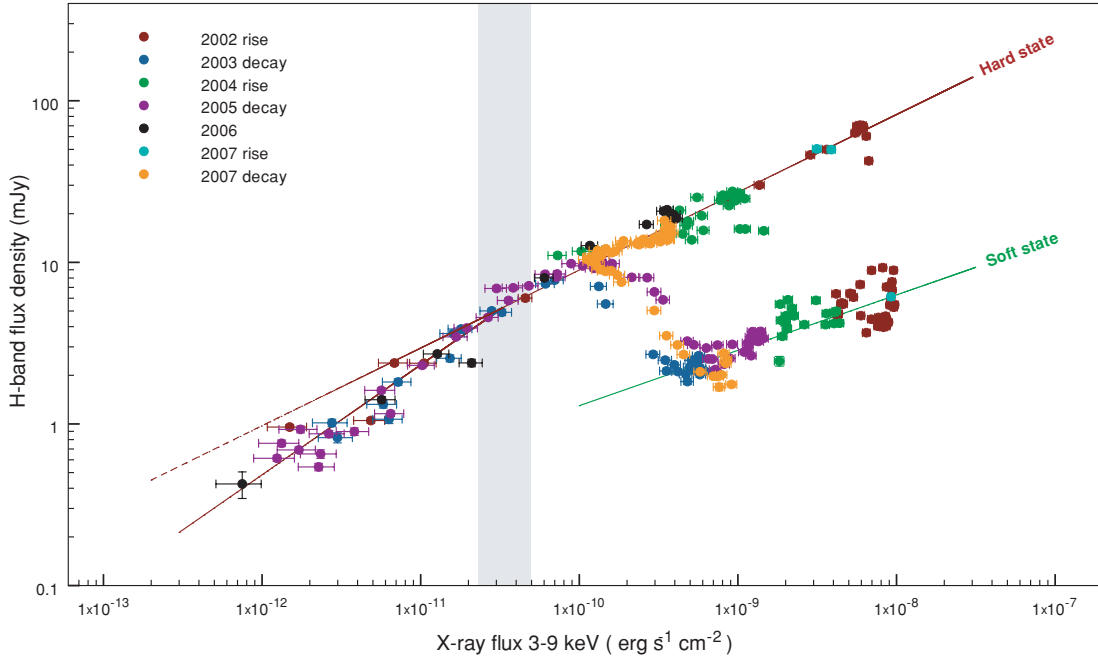
Previous studies of several BHXBs in the hard state (Corbel et al. 2001; Jain et al. 2001; Corbel & Fender 2002; Buxton & Bailyn 2004; Homan et al. 2005; Russell et al. 2006) provide a basic picture of SED, with the compact jets emission dominating from radio up



**Figure 1.** Upper panel: *RXTE*/ASM light curve of the four GX 339–4 outbursts between 2002 and 2007. The red parts of the light curve represent the periods covered simultaneously in X-ray and OIR. Lower panel: *RXTE*/PCA and *RXTE*/HEXTE X-ray light curves in the 3–9 and 20–100 keV ranges corresponding to the set of observations analysed in this work.



**Figure 2.** (a) Left-hand panel: quasi-simultaneous IR  $H$ -band flux density versus 3–9 keV X-ray flux during the four outbursts. Data are separated by X-ray states. Red, green and blue points correspond to hard, soft and intermediate states, respectively. Red and green continuous lines indicate the fit to the hard and the soft states, respectively. Grey zone indicates the 90 per cent confidence interval of the X-ray break flux  $F_{\text{break}}$ . (b) Right-hand panel: quasi-simultaneous optical  $V$ -band flux density versus 3–9 keV X-ray flux during the four outbursts. Data are separated by X-ray states. Red, green and blue data correspond to hard, soft and intermediate states, respectively. Red and green continuous lines indicate hard- and soft-state fits, respectively. Both plots have been made with the same scales for comparison purposes.



**Figure 3.** Quasi-simultaneous IR  $H$ -band flux density versus 3–9 keV X-ray flux during the four outbursts. Red and green continuous lines indicate the broken power-law fit to the hard-state data and the simple power-law fit to the soft-state data, respectively. Grey zone indicates the 90 per cent confidence interval of the X-ray break flux  $F_{\text{break}}$ .

to near-IR (NIR), the accretion disc dominating the optical-to-UV range and a power-law component (corona or base of the jets) dominating the soft-to-hard X-rays.

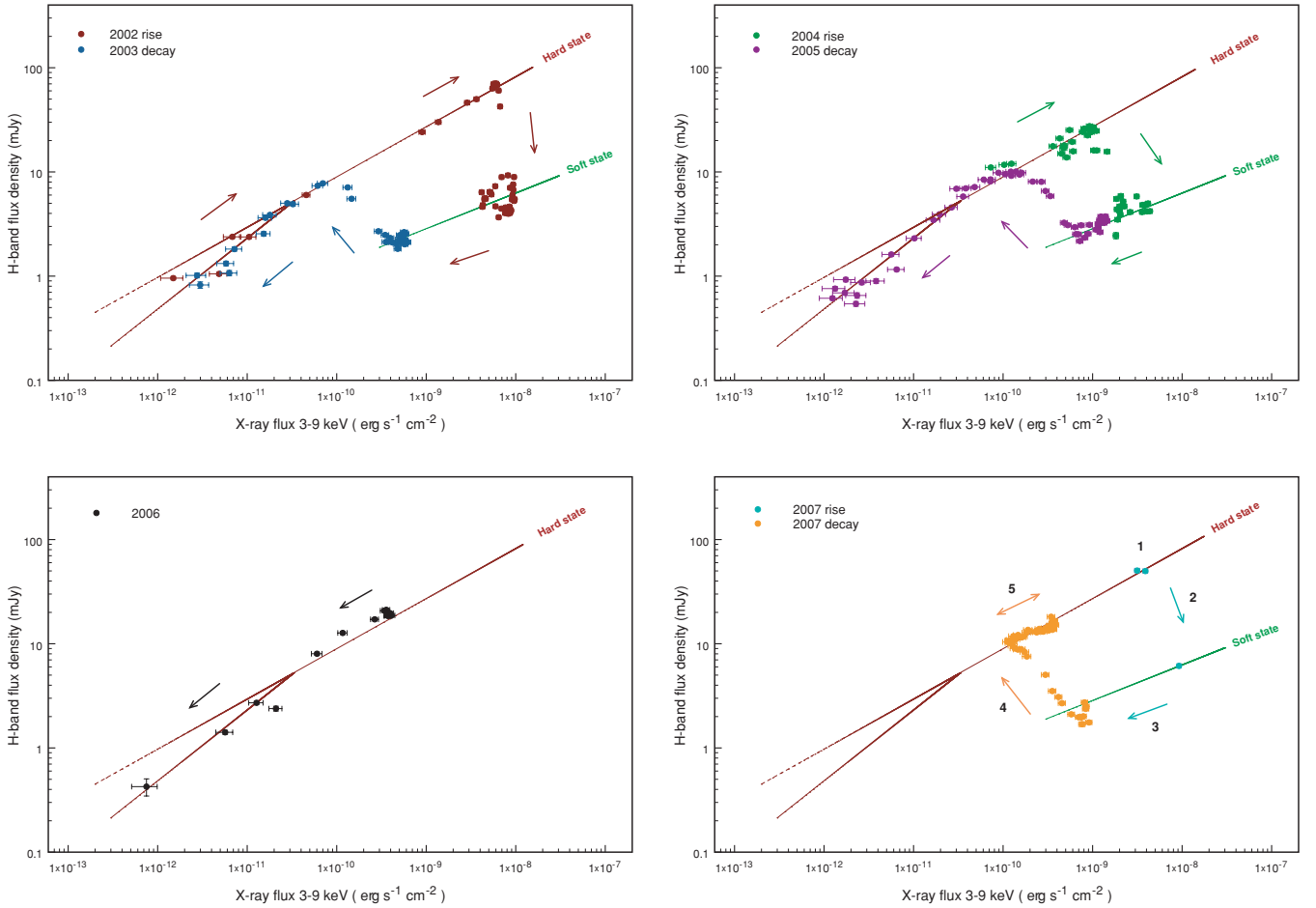
In order to study the connections between these three components, we plot our quasi-simultaneous ( $\Delta t \leq 1$  day) IR  $H$  band (Figs 2a, 3 and 4) and optical  $V$ -band flux density (Fig. 2b) against the 3–9 keV X-ray flux for the four outbursts. In Fig. 2(a), we show the evolution of the IR/X-ray correlation over the four outbursts with the data separated by X-ray state (hard state, intermediate state, soft state). In Fig. 3, we highlight the difference between the rising and decaying phases of each outburst in order to search for existence or not of a ‘parallel track’ effect (see below) in the IR/X-ray correlation. In Fig. 4, the same data set is separated by outbursts

to compare their evolution with time. Finally, the optical/X-ray correlation separated by X-ray state is represented in Fig. 2(b).

### 3.2.1 Infrared versus X-ray

Fig. 2(a) shows two distinct patterns for the hard and the soft states that are connected by the intermediate-state data. In the hard state, IR and X-ray emissions are strongly correlated over four decades in X-ray flux. We note a possible deviation from a straight line: there seems to be a break in the correlation to a steeper slope for data points at X-ray fluxes below  $\sim 5 \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . To determine the significance of this break, we fit the hard-state data in log space with a simple and a broken power law. The broken power law





**Figure 4.** Same as Fig. 3 but with data set divided in outburst. Arrows are plotted to indicate the time evolution during the outburst.

improves the quality of the fit with a  $\chi^2$  of 584 [for 130 degrees of freedom (d.o.f.)] compared to a  $\chi^2$  of 848 (for 132 d.o.f.) for the simple power law. In addition, the confidence intervals at 90 per cent of the broken power-law slopes  $b_1$  and  $b_2$  do not present any overlap ( $0.64 \leq b_1 \leq 0.74$  and  $0.47 \leq b_2 \leq 0.49$ ). We performed an  $F$ -test to compare the two model taking the simple power-law model as the null hypothesis. We obtained a probability of  $3 \times 10^{-11}$ , which indicates that the deviation is indeed significant. We note, however, that both models give a reduced  $\chi^2$  significantly greater than 1, so there must be some source of intrinsic variability away from the power-law relation that dominates over the observational errors. We found that the break occurs at  $F_{\text{break}} = (3.3^{+1.6}_{-1.0}) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  in the 3–9 keV range. The corresponding bolometric (3–100 keV) flux has an average value of  $1.1 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . This gives a break luminosity  $L_{\text{break}} \sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  if we assume a black hole mass  $M = 5.8 M_{\odot}$  and a distance to the source  $D = 8 \text{ kpc}$  (Hynes et al. 2003, 2004).

Likewise, in the soft state, a correlation exists between IR and X-ray emissions with a power-law slope of  $b = 0.34 \pm 0.01$ . However, the correlation is weaker in the soft state (correlation coefficient: 0.84) compared to the hard state (correlation coefficient: 0.96 and 0.97 for the low- and high-luminosity portions, respectively). This supports the existence of a change in the physical processes involved between these two states, as we expect the quenching of the compact jets and the thermal emission from the accretion disc to dominate the soft X-rays.

In Fig. 4, we note the similarities in the behaviour of GX 339–4 over the four outbursts. The source starts at low IR and X-ray fluxes along the lower flux power-law correlation and then joins the upper hard-state track. The fluxes rise along this track until the hard-to-soft state transition is reached. From this point, the IR flux drops dramatically while the source reaches the soft-state track. It then evolves more randomly along this path, according to the flux variation during the soft state. IR and X-ray fluxes decrease until the soft-to-hard state transition where the IR flux strongly increases, leading back to the hard-state correlation. The fluxes then decline following the same path as the rising phase. We note, however, that only five points (from the 2002 outburst) at fluxes below  $F_{\text{break}}$  belong to a rising phase. This means that we cannot rule out the possibility that the source does not follow the steep hard-state track during the rising state of an outburst. It could be important to keep this in mind for further discussions.

### 3.2.2 Optical versus X-ray

The  $V$ -band/X-ray data set (Fig. 2b) also exhibits two main correlation tracks for the hard state and the soft state. However, there are several differences with respect to the IR. If we fit the hard-state data with a simple or a broken power law as previously, the quality of the fit is not improved by the broken power-law model. This indicates that either no deviation is present in the

**Table 1.** Results of the non-linear power-law fit ( $F_{\text{OIR}} = a F_X^b$ ) and broken power-law fit ( $F_{\text{OIR}} = a F_X^{b_1}$  for  $F_X \leq F_{\text{break}}$  and  $F_{\text{OIR}} = a F_X^{b_2} \times F_{\text{break}}^{b_2-b_1}$  for  $F_X \geq F_{\text{break}}$ ) of the OIR/X-ray correlations with  $F_{\text{OIR}}$  in mJy,  $F_X$  and  $F_{\text{break}}$  in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ . Errors are given at a 90 per cent level of confidence.

Data set	X-ray state	$b$	$b_1$	$b_2$	$a$	$F_{\text{break}}$
$H$ band/3–9 keV	Hard state	–	$0.68 \pm 0.05$	$0.48 \pm 0.01$	$(0.7^{+2.6}_{-0.5}) \times 10^8$	$(3.3^{+1.6}_{-1.0}) \times 10^{-11}$
	Soft State	$0.34 \pm 0.01$	–	–	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^3$	–
$V$ band/3–9 keV	Hard state	$0.44 \pm 0.01$	–	–	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^5$	–
	Soft State	$0.45 \pm 0.04$	–	–	$(1.7^{+2.4}_{-1.0}) \times 10^5$	–

$V$ -band/X-ray correlation in the hard state or it is too weak to be statistically significant. We note also that the drop in optical luminosity during the hard-to-soft state transition is weaker. These various differences may imply that in the optical bands several other emission components, besides the jet emission, contribute or even dominate. As already suggested by previous studies (e.g. van Paradijs & McClintock 1995; Homan et al. 2005; Russell et al. 2006, and references therein), these components may be blackbody emission of the accretion disc or reprocessed emission of the X-rays by the outer parts of the disc.

We finally fit the hard- and soft-state data with the simple power-law model, and we obtained a correlation slope of  $b = 0.44 \pm 0.04$  and  $0.45 \pm 0.04$  for the hard and the soft states, respectively. All fit results for IR/X-ray and optical/X-ray correlations are reported in Table 1.

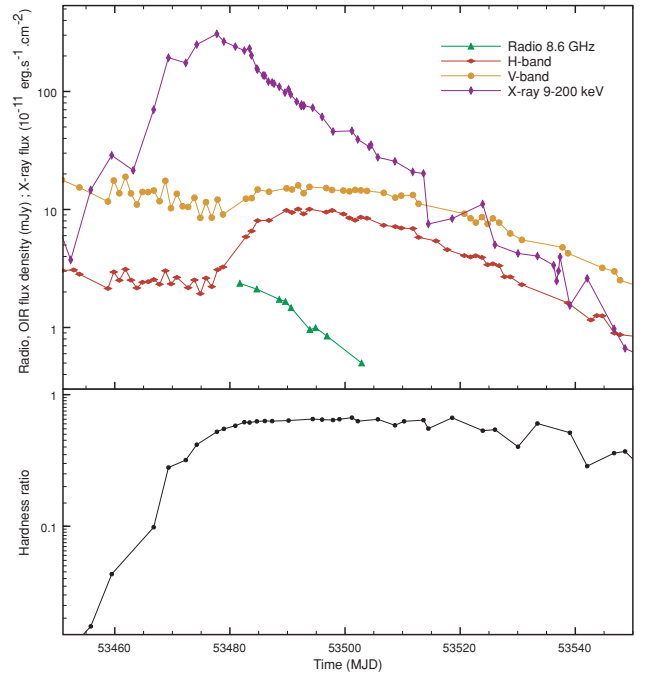
### 3.3 Parallel tracks in the hard state

We focus here on the phenomenon pointed out by Russell et al. (2007) for the IR/X-ray correlation of XTE J1550–564 during its 2000 outburst (phenomenon called ‘hysteresis’ in this article) and for the radio/X-ray correlation of GX 339–4 over the 1997–2005 period by Corbel et al. (in preparation). This is the presence of quasi-parallel correlation tracks corresponding to the hard-state rising phase and the hard-state decaying phase of a same outburst.<sup>1</sup> According to Figs 3 and 4, there is no evidence for this particular phenomenon in the IR/X-ray correlations of GX 339–4. Indeed, the different hard-state phases (rise and decay) of the four outbursts share the same correlation track. Interestingly, we do observe two parallel correlation tracks in the radio/X-ray correlation during the 2002 and 2004 outburst of GX 339–4. This implies that, even if there is strong evidences for a jet origin of both the IR and radio emissions in the hard state, they do not seem to be connected to the X-ray in the same way.

### 3.4 Radio–IR connection

In Fig. 5, we present the radio 8.6 GHz, the IR  $H$ -band, the optical  $V$ -band and the hard X-rays (9–200 keV) light curves during the beginning of the 2005 decaying hard state (for which we have the best radio coverage). A selection of radio-to-OIR SEDs with their corresponding data points in the IR/X-ray diagram are then presented in Figs 6(a) and (b).

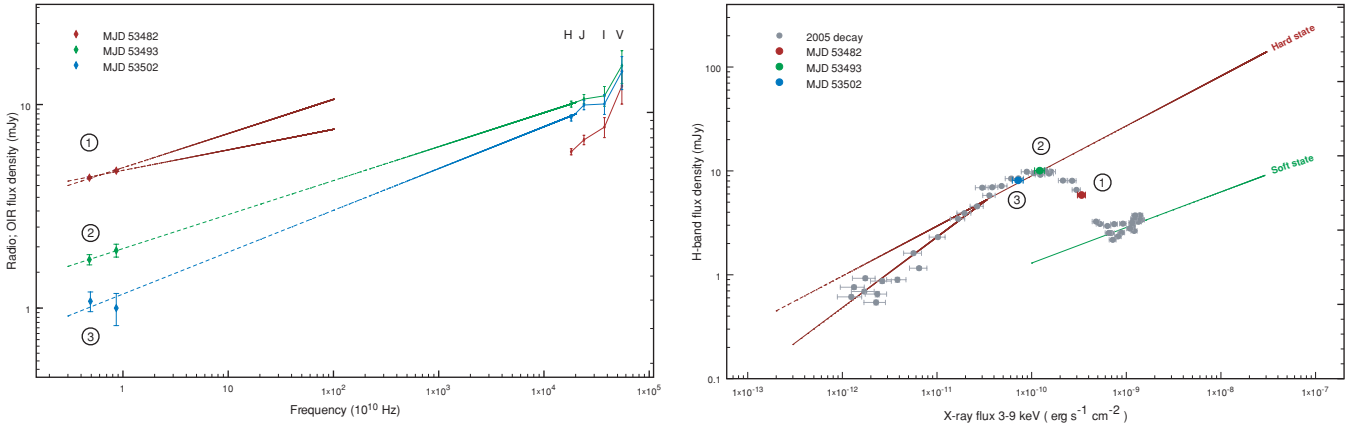
<sup>1</sup> As discussed in Corbel et al. (in preparation), the two parallel tracks in the radio/X-ray correlation of GX 339–4 do not precisely correspond to a single track for the rise and a single track for the decay, unlike what is seen in XTE J1550–564 (Russell et al. 2007).



**Figure 5.** Upper panel: radio 8.6 GHz (mJy),  $H$ -band (mJy),  $V$ -band (mJy) and X-rays 9–200 keV ( $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) light curves at the beginning of the 2005 decaying hard state between MJD 53450 and MJD 53550. The radio flux densities have been divided by 2 to clarify the plot. Lower panel: The corresponding X-ray hardness ratio as a function of time.

At the beginning of the decaying hard state, we usually observe an increase of non-thermal hard X-ray emission (Tomsick, Corbel & Kaaret 2001). In most cases, this is also accompanied by an increase in radio and IR emissions, suggesting the onset of the compact jets once the source has settled down back in the hard state (Corbel et al. 2000; Jain et al. 2001; Buxton & Bailyn 2004; Kalemci et al. 2006). Radio, IR and hard X-rays emissions continue to decrease while the source goes back to low luminosities. Fig. 5 is consistent with this description but we note an interesting delay between radio and NIR emissions. Indeed, from the first radio observation (MJD 53481), radio and hard X-ray fluxes are already decreasing while the IR peak flux occurs about 12 days later ( $\sim$ MJD 53493). The evolution in optical is similar to the IR, with a flux increase of  $\sim 7$  mJy in  $V$  band and  $\sim 8$  mJy in  $H$  band.

Fig. 6(a) represents three selected radio-to-OIR SEDs corresponding to the dates of the second radio observation (no OIR data were available during the first one), the peak of the IR flux and the last radio observation. The first SED (MJD 53482) displays a radio spectrum with a power-law slope  $\alpha = 0.13 \pm 0.02$  consistent with



**Figure 6.** (a) Left panel: radio to OIR SEDs during the onset of the compact jet in the 2005 decay. (b) Right panel: the corresponding observations in the IR  $H$ -band versus X-ray 3–9 keV diagram. The continuous lines indicate the fits to the overall data set as already shown in Figs 2 and 3.

the typical optically thick synchrotron emission of a self-absorbed compact jet (for a flux density  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ). We note that the OIR lies significantly below the extrapolation of the radio spectrum. As the radio emission originates from the optically thick portion of the compact jet, the transition frequency to the optically thin regime should be located at lower values than the  $H$ -band frequencies. However, optically thin synchrotron emission cannot be dominant in OIR since the OIR spectrum increases with frequency. This rather suggests a contribution from the outer parts of the accretion disc (disc blackbody, X-ray reprocessing). In the IR/X-ray diagram (red point in Fig. 6b), the corresponding data point lies in the transition zone between the soft-state and the hard-state correlation tracks. The second SED, 11 days later (MJD 53493), shows a decrease of the radio flux by a factor  $\sim 3$ , and an increase in IR and optical by a factor of  $\sim 2$  and  $\sim 0.5$ , respectively. We can see that the  $H$ -,  $J$ - and  $I$ -band fluxes are now consistent with an extrapolation of the radio spectrum by a power law with a slope  $\alpha = 0.17 \pm 0.01$ . The connection of the radio and IR spectra would indicate an increase of the turnover frequency to values greater than the  $H$ -band frequencies. The shape of the OIR spectrum still suggests a significant thermal contribution from the disc emission. In Fig. 6(b) (green point), the corresponding IR/X-ray data point has reached the main hard-state correlation. The last SED (MJD 53502) displays features similar to the previous one. The IR spectrum is consistent with an extrapolation of the radio spectrum with an inverted power law of spectral index  $\alpha = 0.21 \pm 0.02$ , and the optical ( $V$ ,  $I$ ) spectrum still suggests the contribution of the disc emission. These three SEDs seem to indicate that the radio-to-IR spectra get inverted as the flux (radio and X-ray) decreases.

## 4 DISCUSSION

### 4.1 OIR/X-ray correlations in the hard state

#### 4.1.1 Are the IR/X-ray correlations consistent with synchrotron self-Compton X-rays?

During the hard states of each of the four outbursts of GX 339–4 between 2002 and 2007, we found a strong correlation of the form  $L_{\text{IR}} = a L_X^{b_2}$  between the IR  $H$ -band luminosity,  $L_{\text{IR}}$ , and the 3–9 keV X-ray luminosity,  $L_X$ , with a slope  $b_2 = 0.48 \pm 0.01$ , which breaks into  $b_1 = 0.68 \pm 0.05$  at X-ray fluxes below  $F_{\text{break}} = (3.3_{-1.0}^{+1.6}) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

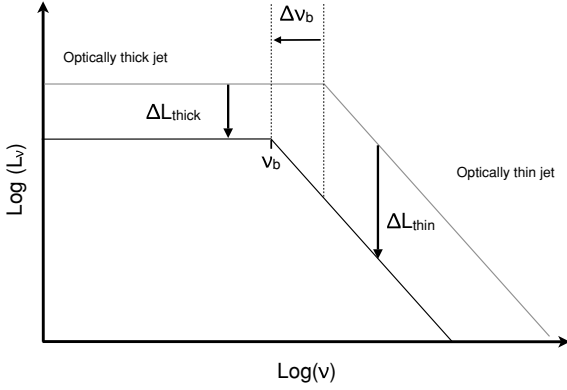
Previous OIR studies of BHXBs in outbursts (Corbel et al. 2001; Jain et al. 2001; Corbel & Fender 2002; Buxton & Bailyn 2004; Homan et al. 2005; Russell et al. 2006, 2007) have presented evidences for a compact jet origin of the NIR emission in the hard state. We also know by spectral analysis that the 3–9 keV X-ray emission is dominated in the hard state by a non-thermal component whose origin is usually attributed to inverse Compton emission from a hot plasma, a corona surrounding the compact object or the base of the compact jet. Our results confirm the tight connection between these two frequency domains. But, thanks to the extensive data set collected during a period of 5 years and over four outbursts of a given source, it allows us to constrain the correlation index and to reveal some additional behaviour that has not been seen in a smaller data set or in a sample combining several sources, and hence introducing more scattering due to uncertainties in distance estimates. On the other hand, the results and interpretations presented here are only valid for one source, and would need to be validated for other sources before extrapolating its universality.

Regarding the correlation indices in the hard state, we know that several models have explained the values found in previous IR/X-ray or radio/X-ray studies (e.g. Merloni et al. 2003; Markoff et al. 2003, 2005; Yuan & Cui 2005). So, the interpretation presented below is not unique but is an attempt to explain in a consistent way the results outlined in the previous section and in particular the indices of the power-law fit and the break around  $\sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ .

As already suggested by Markoff et al. (2005), the non-thermal hard X-ray emission could arise from inverse Comptonization of the synchrotron photons produced in the compact jets, by the plasma producing the synchrotron emission. This synchrotron self-Compton (SSC) process implies a dependence of the X-ray luminosity,  $L_X$ , with the jet power,  $Q_{\text{jet}}$  (Falcke & Biermann 1996; see also discussion in Corbel, Koerding & Kaaret 2008 for V404 Cyg), as

$$L_X \propto Q_{\text{jet}}^{11/4}. \quad (1)$$

From the standard conical jet model, we expect the monochromatic luminosity at a given frequency  $L_\nu$  to scale with the frequency as  $L_\nu \propto \nu^\alpha$ . If the frequency lies in the optically thick (flat or inverted) part of the spectrum, we usually observe  $\alpha = 0$ –0.15, and if it lies in the optically thin part we expect  $\alpha = -0.5$  to  $-0.7$ . If we call  $\nu_b$  the break frequency between the optically thick and the optically



**Figure 7.** A schematic jet spectrum which illustrates that for a given variation of the jet power, the corresponding variation of the luminosity will be stronger in the optically thin regime compared to the optically thick portion, due to the variation of the break frequency.

thin portion of the spectrum, we get

$$L_\nu = L_{\nu_b} \left( \frac{\nu}{\nu_b} \right)^\alpha. \quad (2)$$

As described in Falcke & Biermann (1996) and Markoff et al. (2003), it follows from simple analytic arguments that  $L_{\nu_b} \propto Q_{\text{jet}}^{17/12}$  and  $\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{2/3}$ , and hence we get the monochromatic luminosity at a given frequency:

$$L_\nu \propto Q_{\text{jet}}^{\frac{17}{12} - \frac{2}{3}\alpha}. \quad (3)$$

Using equation (1), we get

$$L_H \propto L_X^{\left( \frac{17}{12} - \frac{2}{3}\alpha \right) \frac{4}{11}}, \quad (4)$$

where  $L_H$  is the  $H$ -band luminosity. If we consider the typical ranges of values of  $\alpha$  given above, we obtain  $b = 0.48$ – $0.52$  if the  $H$  band lies on the optically thick part ( $\alpha = 0$ – $0.15$ ) and  $b = 0.63$ – $0.68$  if it lies on the optically thin part ( $\alpha = -0.5$  to  $-0.7$ ). These values are fully consistent with the indices we derived for the hard state:  $b = 0.48 \pm 0.01$  for the high-flux part and  $b = 0.68 \pm 0.05$  for the low-flux part. As the break frequency varies with jet power ( $\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{2/3}$ ), this suggests that the  $H$  band is located on the optically thick part of the spectrum for  $L_X \gtrsim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$  and on the optically thin part when  $L_X$  goes below  $\sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ . The results are therefore consistent with an SSC origin of the X-rays, and it is interesting that this interpretation could explain in a consistent way the values of the observed indices and the presence of the break in the correlation (but see Section 4.1.3 for an alternative interpretation). Fig. 7 illustrates the fact that, for a given variation of the X-ray luminosity, the corresponding variation in the IR will be more important if it lies on the optically thin part of the jet spectrum than on the optically thick part, and hence will give a much steeper slope in the correlation.

#### 4.1.2 Break frequency

Under the previous assumptions on the origin of the break in the correlation, we can calculate an expression giving a rough estimate of the break frequency as a function of the monochromatic luminosity  $L_\nu$ . As presented above, in a standard jet model the luminosity depends on the jet power as  $L_{\nu_b} \propto Q_{\text{jet}}^{17/12}$  and the break frequency as  $\nu_b \propto Q_{\text{jet}}^{2/3}$ . Hence, we find  $L_{\nu_b} \propto \nu_b^{17/8}$ , and we can write

$$L_{\nu_b} = a \nu_b^{17/8}, \quad (5)$$

where  $a$  is the normalization factor. The broken power-law fit gives a value of the  $H$ -band flux where the break in the correlation occurs of  $F_H \simeq 5.2 \pm 1.5$  mJy. At this flux density, we therefore have  $\nu_b \approx \nu_H$ , with  $\nu_H = 1.18 \times 10^{14}$  Hz the effective frequency of the  $H$ -band filter. Consequently, by converting the  $H$ -band flux density  $F_H$  into the monochromatic luminosity  $L_H$  at the frequency  $\nu_H$ , we obtain the following normalization factor for an assumed distance to the source of 8 kpc:

$$a \simeq (5 \pm 1.5) \times 10^{-10} \left( \frac{D}{8 \text{ kpc}} \right)^2 \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-\frac{25}{8}}. \quad (6)$$

Using equations (2) and (5), we can finally express the break frequency as a function of a measured monochromatic luminosity  $L_\nu$  in the jet spectrum, its corresponding frequency  $\nu$  and the spectral index  $\alpha$  where this frequency is located:

$$\nu_b = \left( \frac{L_\nu}{a \nu^\alpha} \right)^{\frac{1}{\frac{17}{8} - \alpha}} \quad (7)$$

with the normalization constants stated above. Note that the above expression has been derived without any assumption on the physical origin of the X-ray emission in the hard state. Additionally, we would like to point out the work of Nowak et al. (2005) on the scaling of the break frequency with the soft X-ray flux in GX 339–4. The authors infer the location of the break frequency by fitting the radio and X-ray data by a doubly broken power law which implicitly assumes that the soft X-ray emission (3–9 keV) is dominated by direct synchrotron emission from the jet. However, since we do not adopt the same assumptions, we cannot compare consistently their work with our results.

#### 4.1.3 Is the IR/X-ray correlation consistent with an accretion flow origin of the X-rays?

To explain the fundamental plane of black hole activity, Merloni et al. (2003) tested several classes of accretion flow model that could be responsible for the X-ray power-law emission. Based on the initial work by Heinz & Sunyaev (2003), they provided analytical expressions to determine the correlation coefficient between radio and X-ray fluxes that we can use to test these models with our data. We have selected the two classes of models the authors identified as consistent with their results: the advection dominated accretion flow (ADAF) case and a more general class of radiatively inefficient, mechanically cooled accretions flows that are modified by convection or outflows and where we expect the X-ray spectrum to be dominated by bremsstrahlung emission.

Note that in the following calculations we used a power-law index of the electron distribution  $p = 2$ – $2.4$ . For the ADAF case with an optically thick synchrotron IR spectral index<sup>2</sup> ( $\alpha = 0$ – $0.15$ ), we obtain  $b = 0.56$ – $0.62$ . In the optically thin case ( $\alpha = -0.5$  to  $-0.7$ ), we get  $b = 0.76$ – $0.80$ . The bremsstrahlung-dominated case gives slightly higher values of  $b$ : for  $\alpha = 0$ – $0.15$ , we obtain  $b = 0.66$ – $0.71$  and for  $\alpha = -0.5$ – $-0.7$  we get  $b = 0.88$ – $0.92$ .

Consequently, in the frame of an accretion flow origin of the X-rays an alternative interpretation of our results would be to consider that the  $H$  band is constantly located in the optically thick part of the jet spectrum ( $\alpha = 0$ – $0.15$ ) and that the X-ray emission originates from an ADAF at high luminosities that becomes

<sup>2</sup> Note that the spectral index  $\alpha$  used by Merloni et al. (2003) is defined with the following convention:  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , which is the opposite of the one adopted in this paper.

bremstrahlung dominated at low luminosities. This would give  $b = 0.56\text{--}0.62$  at high luminosities, which is roughly consistent with our derived index  $b = 0.48 \pm 0.01$ , and would become  $b = 0.66\text{--}0.71$  at low luminosities, fully consistent with our  $b = 0.68 \pm 0.05$ .

#### 4.1.4 Optical/X-ray correlation in the hard state

As reported in Section 3.2.2, in the hard state the optical emission shows a correlation with the X-rays in the form of a power law with slope  $b = 0.44 \pm 0.01$ . Unlike the IR versus X-ray correlation, it does not show any significant break in the correlation. Following equations (5) and (6) and assuming that the synchrotron emission from the jet dominates the optical domain, we would expect the break to occur at a  $V$ -band flux around 130 mJy, which is above the maximum flux reached in our data set (Fig. 2b). Consequently, if the optical emission is related to the compact jets optically thin synchrotron, we would indeed expect a simple power law to fit the entire optical/X-ray hard-state data with a correlation index  $b$  close to 0.68 as seen in IR below the break. However, the shape of the OIR SEDs and the weaker gap in  $V$ -band luminosity compared to the IR luminosity between the hard and the soft states rather suggest that another emitting component than the compact jet dominates the optical domain as already suggested by, for example, van Paradijs & McClintock (1995), Homan et al. (2005) and Russell et al. (2006). This component could be the accretion disc or the companion star and in both cases it can be direct blackbody emission or reprocessing of the X-rays. Homan et al. (2005) already showed that we can basically rule out the secondary star as the dominant source of OIR emission in GX 339–4 during outburst. The accretion disc is therefore the most likely dominant source in optical in both hard and soft states. Consequently, the observed correlation between optical and X-ray (3–9 keV) point out the connection between the outer parts of the accretion disc and the non-thermal emission in X-ray which dominates the 3–9 keV range in the hard state. Regarding the origin, irradiated or not, of the outer disc emission, we can see in Fig. 5 that the delay between the hard X-rays and OIR peaks is around 12 days. If the hard X-rays are indeed the source of irradiation and the OIR, the reprocessed emission, a 12-day delay is highly inconsistent with a reprocessing mechanism.

Under the above assumptions, the loss of optical emission during the hard-to-soft state transition gives an estimate of the synchrotron contribution in optical of 40 per cent in average.

#### 4.2 Opt-IR/X-ray correlations in the soft state

In the soft state, the drop in IR flux is indicative of the quenching of the jet emission. The OIR SEDs that can be well fitted with simple power laws suggest that the remaining IR emission in the soft state originates from the outer parts of the accretion disc. In that case, the emission may be dominated by thermal emission from a viscously heated disc or an X-ray heated disc.

Let us consider a simple model of a steady thin disc with the temperature scaling with the radius as  $T \propto r^{-n}$ , where  $n = 3/4$  for a standard disc and  $n = 1/2$  for an irradiation dominated disc (Frank, King & Raine 2002). Depending on the emission regime of the disc spectrum, we have the following relations between the monochromatic luminosity at a given frequency  $\nu$  and the temperature.

- (i) In the Rayleigh–Jeans (RJ) tail,

$$L_{\nu\text{RJ}} \propto T \nu^2.$$

**Table 2.** Expected power-law indices,  $b$ , in the relation  $L_\nu \propto L_X^b$ , depending on the emission regime and the disc model.

Emission regime	Viscous disc	X-ray heated disc
RJ tail	$b = 0.25$	$b = 0.25$
Flat part	$b = 0.66$	$b = 1$

- (ii) In the ‘flat’ part<sup>3</sup> of the disc spectrum,

$$L_{\nu\text{flat}} \propto T^{\frac{2}{n}} \nu^{3-\frac{2}{n}}.$$

If we assume that  $L_X \propto T_{\text{in}}^4 \propto T^4$ , where  $L_X$  is the X-ray luminosity of the disc and  $T_{\text{in}}$  its inner temperature, we obtain

$$L_{\nu\text{RJ}} \propto L_X^{1/4} \quad \text{and} \quad L_{\nu\text{flat}} \propto L_X^{1/2n}. \quad (8)$$

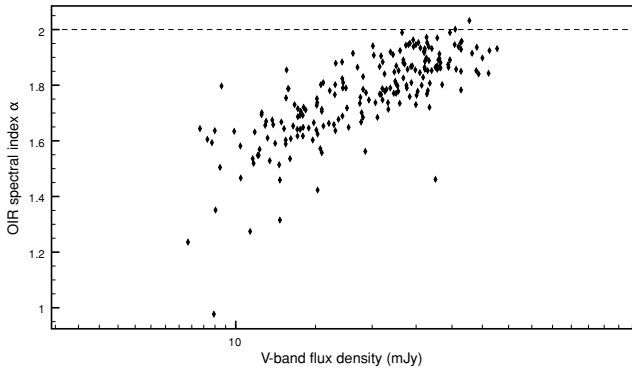
Therefore, we expect  $L_{\nu\text{flat}} \propto L_X^{2/3}$  for a standard disc and  $L_{\nu\text{flat}} \propto L_X$  for an irradiated disc. The RJ tail relation remains the same in both cases,  $L_{\nu\text{RJ}} \propto L_X^{1/4}$ . Table 2 summarizes the expected power-law indices depending on the emission regime and the disc model. Our derived index  $b = 0.34 \pm 0.01$  for the IR/X-ray correlation in the soft state is thus inconsistent with the  $H$  band lying on the ‘flat’ part of a standard or irradiated disc and is only marginally consistent with the expected relation for the RJ tail.

However, this index could be explained by considering a frequency lying at the transition between the RJ part and the flat part of the disc spectrum. Indeed, the correlation index  $b$ , expected from the analytical relations given above, is inversely proportional to the spectral index  $\alpha$  of the disc spectrum. Given that this spectral index decays from the RJ tail to the ‘flat’ part, we would expect the corresponding correlation index to increase from  $b = 0.25$  to 0.66 or 1 for a standard or irradiated disc, respectively. Consequently, our derived index  $b = 0.34 \pm 0.01$  could be interpreted as the  $H$  band lying in the transition zone from the RJ tail to the ‘flat’ part of the disc spectrum.

This interpretation also implies that the correlation index between the  $V$ -band luminosity and the X-ray luminosity in the soft state has to be greater than 0.34 since the  $V$  band should be further in the transition zone than the  $H$  band. This is, indeed, what we observe:  $b = 0.45 \pm 0.04$  for the optical/X-ray correlation in the soft state. The idea that the  $H$  to  $V$  bands are located in the transition from the RJ to the ‘flat’ part is also supported by the spectral indices derived from the OIR SEDs. Fig. 8 shows the evolution of the  $H$ -to- $V$ -band spectral index with the optical flux. We can see that the spectral index increases with the optical flux from  $\sim 1$  to  $\sim 2$ . Since we expect the frequency of the break between the RJ and the ‘flat’ part to increase with mass accretion rate, and thus, with optical flux, this suggest that the OIR bands are ‘moving’ from the transition zone to the RJ tail with the spectral index reaching, at the highest fluxes, the expected value  $\alpha = 2$  for the RJ tail.

However, in the theoretical frame described above, our derived indices do not allow us to discriminate between a viscously heated or an X-ray-heated disc dominating the OIR emission in the soft state. This conclusion slightly differs from those obtained by Russell et al. (2006, 2008) where evidences are provided for an irradiated disc dominating the OIR emission in the soft state. These differences arise from the way we derive the expected correlation indices

<sup>3</sup> Portion of the disc spectrum between the RJ tail and the Wien cut-off, usually associated with a spectral index  $\alpha = 1/3$  in the case of a viscously heated disc.



**Figure 8.** OIR spectral index against V-band flux (mJy). The indices are derived from the *H*- to V-band SEDs during the soft-state phases only. Dashed line indicate the RJ tail value of the spectral index. Error bars on the indices and the V-band flux are not plotted for clarity purpose and correspond to an average value of  $\pm 0.2$  for the spectral index and  $\pm 20$  per cent for the V-band flux. Note, however, that these errors are dominated by the uncertainty on the optical extinction and will therefore affect all the data in the same way without changing the global trend.

between OIR and X-ray luminosity in the case of an irradiated disc. Based on van Paradijs & McClintock (1994), Russell et al. (2006) and Russell et al. (2008) expect  $L_{\text{OPT}} \propto L_{\text{X}}^{0.5}$  for an irradiated disc, whereas we expect  $L_{\text{OPT}} \propto L_{\text{X}}^{0.25-1}$  using the relations given in, for example, Frank et al. (2002). This implies that, unlike Russell et al. (2006), we cannot conclude on the reprocessed nature of the optical emission in the soft state. We think that further investigations, especially with broad-band SED fitting and time-lag studies, are necessary to clearly address this issue (see the discussion in e.g. Gierliński, Done & Page 2009, and references therein). We note, however, that apart from this irradiated disc interpretation, our specific results on GX 339–4 are consistent with the global interpretations of Russell et al. (2006, 2008).

### 4.3 Radio–IR connection

Figs 5 and 6 show the evolution of the OIR, radio and hard X-ray emissions during the formation of the compact jets. We first note the  $\sim 12$ -day lag of the OIR peak against the hard X-rays. This lag has been already observed in several BHXBs during outburst decay (Kalemci et al. 2005, 2006) even if it is usually of the order of  $\sim 3$  days. These has been interpreted as the time needed for an optically thin environment (corona, jet base) to be formed before launching a jet. We note also that the OIR peak follows the radio by at least 10 days. If the increase of the OIR emission is indeed due to the formation of the compact jets, this delay implies that the onset of the jets synchrotron emission starts at low frequency. This is natural since we must have a phase transition where the energy density (magnetic, kinetic) of the jet has to increase before it reaches its ‘stable’ structure, and this would first produce radio emission before OIR as seen in Fig. 5. This idea is also supported by the SEDs shown in Fig. 6a which suggest an increase of the break frequency of the jet spectrum between MJD 53482 and MJD 53493. However, an important question to address is whether the observed delay between radio and OIR is compatible with the time-scales involved in a jet formation. But, this requires a detailed model for the creation of a jet which is beyond the scope of this paper.

## 5 CONCLUSIONS

Using an extensive broad-band data set, we compared the connections between X-ray, OIR and radio properties in the BHXB GX 339–4. We can summarize our main conclusions as follows.

(i) We first see a strong power-law correlation between IR and X-ray fluxes in the hard state with the presence of a break in the correlation slope below an X-ray luminosity around  $\sim 10^{-3} L_{\text{Edd}}$ . This break and the values of the correlation indices can be interpreted in a consistent way if we consider an SSC origin of the X-rays in the hard state and the variation of the break frequency of the jet spectrum. However, we note that our results are not inconsistent with an accretion flow origin of the X-ray if we consider that the X-ray emission originates from an ADAF at high luminosities that becomes bremsstrahlung dominated at low luminosities.

(ii) Optical and X-ray emissions in the hard state display a correlation as well, but suggest that the outer parts of the accretion disc dominate the optical emission in the hard state.

(iii) In the IR/X-ray correlation in the hard state, we do not detect any parallel tracks similar to what is seen for XTE J1550–564 (Russell et al. 2006) or in the radio/X-ray correlation of GX 339–4 (Corbel et al., in preparation).

(iv) In the soft state, the correlations between the OIR and the X-rays indicates also a disc origin of the OIR emission and suggest that the *H* and *V* bands are located in the transition zone between the RJ tail and the ‘flat’ part of the disc spectrum.

(v) We compared hard X-ray, optical, IR and radio light curves during a selected transition to the hard state and found that the changes in the OIR emission follow the changes in hard X-ray and radio. These delays rule out a reprocessing mechanism as the origin of the OIR emission in the hard state if the hard X-rays are the source of irradiation, and suggest that the onset of the compact jets emission starts by the low frequencies.

We finally think that further investigations with good enough multiwavelength data to follow the evolution of the break frequency together with broad-band SED fitting will allow us to disentangle the dominant emission processes in the various energy bands.

## ACKNOWLEDGMENTS

MC warmly thanks Jerome Rodriguez for many useful comments and discussions, Guillaume Dubus for his precious help on accretion disc theory, Mike Nowak for useful discussions on Galactic ridge emission and Sera Markoff for useful discussions. The authors also thank the anonymous referee for constructive comments.

MMB and CDB would like to acknowledge support from NSF grant AST-0707627. JAT would like to acknowledge partial support from NASA ADP grant NNX08AJ59G. This research has made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center, provided by NASA’s Goddard Space Flight Center. The ATCA is part of the Australia Telescope funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO.

## REFERENCES

- Belloni T., Homan J., Casella P., van der Klis M., Nespoli E., Lewin W. H. G., Miller J. M., Méndez M., 2005, *A&A*, 440, 207
- Belloni T. et al., 2006, *MNRAS*, 367, 1113
- Bessell M. S., Castelli F., Plez B., 1998, *A&A*, 337, 321
- Blandford R. D., Konigl A., 1979, *ApJ*, 232, 34
- Buxton M., Bailyn C., 2007, *BAAS*, 38, 123

- Buxton M. M., Bailyn C. D., 2004, *ApJ*, 615, 880
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Corbel S., Fender R. P., 2002, *ApJ*, 573, L35
- Corbel S., Fender R. P., Tzioumis A. K., Nowak M., McIntyre V., Durouchoux P., Sood R., 2000, *A&A*, 359, 251
- Corbel S. et al., 2001, *ApJ*, 554, 43
- Corbel S., Nowak M. A., Fender R. P., Tzioumis A. K., Markoff S., 2003, *A&A*, 400, 1007
- Corbel S., Koerding E., Kaaret P., 2008, *MNRAS*, 389, 1697
- Del Santo M. et al., 2009, *MNRAS*, 392, 992
- Dhawan V., Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 2000, *ApJ*, 543, 373
- Elias J. H., Frogel J. A., Matthews K., Neugebauer G., 1982, *AJ*, 87, 1029
- Falcke H., Biermann P. L., 1996, *A&A*, 308, 321
- Falcke H., Körding E., Markoff S., 2004, *A&A*, 414, 895
- Fender R., 2006, in Lewin W. H. G., van der Klis M., eds, *Compact Stellar X-Ray Sources*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 381
- Fender R. P., 2001, *MNRAS*, 322, 31
- Fender R. et al., 1999, *ApJ*, 519, L165
- Fender R., Corbel S., Tzioumis T., Tingay S., Brocksopp C., Gallo E., 2002, *The Astronomer's Telegram*, 107, 1
- Fender R. P., Spencer R. E., Newell S. J., Tzioumis A. K., 1997, *MNRAS*, 286, L29
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002, eds, *Accretion Power in Astrophysics*, 3rd edn. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 398
- Fuchs Y. et al., 2003, *A&A*, 409, L35
- Gallo E., Fender R., Corbel S., 2003a, *The Astronomer's Telegram*, 196, 1
- Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003b, *MNRAS*, 344, 60
- Gallo E., Corbel S., Fender R. P., Maccarone T. J., Tzioumis A. K., 2004, *MNRAS*, 347, L52
- Gierliński M., Done C., Page K., 2009, *MNRAS*, 392, 1106
- Heinz S., Sunyaev R. A., 2003, *MNRAS*, 343, L59
- Homan J., Belloni T., 2005, *Ap&SS*, 300, 107
- Homan J., Buxton M., Markoff S., Bailyn C. D., Nespoli E., Belloni T., 2005, *ApJ*, 624, 295
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O'Brien K., 2003, *ApJ*, 583, L95
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O'Brien K., 2004, *ApJ*, 609, 317
- Jain R. K., Bailyn C. D., Orosz J. A., McClintock J. E., Remillard R. A., 2001, *ApJ*, 554, L181
- Joinet A., Jourdain E., Malzac J., Roques J. P., Corbel S., Rodriguez J., Kalemci E., 2007, *ApJ*, 657, 400
- Kalemci E., Tomsick J. A., Buxton M. M., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Corbel S., Brocksopp C., Kaaret P., 2005, *ApJ*, 622, 508
- Kalemci E., Tomsick J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Corbel S., Kaaret P., 2006, *ApJ*, 639, 340
- Kalemci E. et al., 2007, *The Astronomer's Telegram*, 1074, 1
- Kong A. K. H., Kuulkers E., Charles P. A., Homer L., 2000, *MNRAS*, 312, L49
- Körding E., Falcke H., Corbel S., 2006, *A&A*, 456, 439
- McClintock J. E., Remillard R. A., 2006, in Lewin W. H. G., van der Klis, eds, *Compact X-Ray Sources*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 157
- 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, 1203
- Merloni A., Heinz S., di Matteo T., 2003, *MNRAS*, 345, 1057
- Miller J. M. et al., 2004, *ApJ*, 606, L131
- Miller J. M., Homan J., Steeghs D., Rupen M., Hunstead R. W., Wijnands R., Charles P. A., Fabian A. C., 2006, *ApJ*, 653, 525
- Miller J. M. et al., 2008, *ApJ*, 679, L113
- Nowak M. A., Wilms J., Dove J. B., 2002, *MNRAS*, 332, 856
- Nowak M. A., Wilms J., Heinz S., Pooley G., Pottschmidt K., Corbel S., 2005, *ApJ*, 626, 1006
- Russell D. M., Fender R. P., Hynes R. I., Brocksopp C., Homan J., Jonker P. G., Buxton M. M., 2006, *MNRAS*, 371, 1334
- Russell D. M., Maccarone T. J., Körding E. G., Homan J., 2007, *MNRAS*, 379, 1401
- Russell D. M., Maitra D., Fender R. P., Lewis F., 2008, *Proc. VII Microquasar Workshop: Microquasars and Beyond*, PoS (MQW7) 002. SISSA, Trieste, available at [http://pos.sissa.it/archive/conferences/062/002/MQW7\\_002.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/062/002/MQW7_002.pdf)
- Smith D. M., Homan J., Bezayiff N., 2005, *The Astronomer's Telegram*, 455, 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
- Tomsick J. A., Corbel S., Kaaret P., 2001, *ApJ*, 563, 229
- Tomsick J. A. et al., 2008, *ApJ*, 680, 593
- Valinia A., Marshall F. E., 1998, *ApJ*, 505, 134
- van Paradijs J., McClintock J. E., 1994, *A&A*, 290, 133
- van Paradijs J., McClintock J. E., 1995, in Lewin W. H. G., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., eds, *X-ray Binaries, Optical and Ultraviolet Observations of X-ray Binaries*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 58
- Yuan F., Cui W., 2005, *ApJ*, 629, 408
- Zdziarski A. A., Poutanen J., Mikolajewska J., Gierliński M., Ebisawa K., Johnson W. N., 1998, *MNRAS*, 301, 435

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





## A.2 RADIATIVELY EFFICIENT ACCRETING BLACK HOLES IN THE HARD STATE : THE CASE STUDY H1743-322



**Radiatively efficient accreting black holes in the hard state:  
the case study H1743-322**

Journal:	<i>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</i>
Manuscript ID:	MN-10-1172-MJ
Wiley - Manuscript type:	Main Journal
Date Submitted by the Author:	09-Jun-2010
Complete List of Authors:	Coriat, Mickael; Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ. Paris Diderot, CEA Saclay Corbel, Stephane; Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ. Paris Diderot, CEA Saclay Prat, Lionel; Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ. Paris Diderot, CEA Saclay Miller-Jones, James; National Radio Astronomy Observatory Cseh, David; Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ. Paris Diderot, CEA Saclay Tzioumis, Anastasios; CSIRO, ATNF Brocksopp, Catherine; UCL, MSSL Rodriguez, Jerome; Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Univ. Paris Diderot, CEA Saclay Fender, Robert; The University of Southampton, School of Physics and Astronomy Sivakoff, Gregory; University of Virginia, Astronomy
Keywords:	X-rays: individual:... < Sources as a function of wavelength, X-rays: binaries < Sources as a function of wavelength, ISM: jets and outflows < Interstellar Medium (ISM), Nebulae, radio continuum: stars < Sources as a function of wavelength

# Radiatively efficient accreting black holes in the hard state: the case study H1743–322

M. Coriat,<sup>1\*</sup> S. Corbel,<sup>1,2</sup> L. Prat,<sup>1</sup> J. C. A. Miller-Jones,<sup>3</sup> D. Cseh,<sup>1</sup>  
 A. K. Tzioumis,<sup>4</sup> C. Brocksopp,<sup>5</sup> J. Rodriguez,<sup>1</sup> R. P. Fender<sup>6</sup> and G. R. Sivakoff<sup>7</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire AIM, CEA-IRFU/CNRS/Université Paris Diderot, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>Institut Universitaire de France, 75005 Paris, France

<sup>3</sup>NRAO Headquarters, 520 Edgemont Road, Charlottesville, VA 22903, USA

<sup>4</sup>Australia Telescope National Facility, CSIRO, P.O. Box 76, Epping, NSW 1710, Australia

<sup>5</sup>Mullard Space Science Laboratory, University College London, Holmbury St. Mary, Dorking, Surrey RH5 6NT, UK

<sup>6</sup>School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Highfield, Southampton, SO17 1BJ, UK

<sup>7</sup>Department of Astronomy, University of Virginia, P.O. Box 400325, Charlottesville, VA 22904-4325, USA

11 July 2010

## ABSTRACT

In recent years, numerous efforts have been devoted to unravel the connection between accretion flow and jets in accreting compact objects. Here we report new constraints on these issues, through the long term study of the radio and X-ray behaviour of the black hole candidate H1743–322. This source is known to be one of the “outliers” of the universal radio/X-ray correlation, i.e. a group of stellar mass accreting black holes displaying fainter radio emission for a given X-ray luminosity, than expected from the correlation. In this work we find, at high X-ray luminosity in the hard state, a tight radio/X-ray correlation with an unusual steep slope of  $b = 1.38 \pm 0.03$ . This correlation then breaks below  $\sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$  in X-rays and becomes shallower. When compared with radio/X-ray data from other black hole X-ray binaries, we see that the deviant points of H1743–322 join the universal correlation and seem to follow it at low luminosity. Based on these results, we investigate several hypotheses that could explain both the  $b \sim 1.4$  slope and the transition toward the universal correlation. We first show that if the standard relation,  $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$ , between the jet radio emission and the accretion rate is valid, then our results require a radiatively efficient accretion flow that dominates the X-ray emission in the hard state at high accretion rate. In addition, below a critical accretion rate, the flow has to become radiatively inefficient to account for the transition. We finally investigate the possibility that our results arise from the outflow properties of the source rather than from the accretion flow. We highlight in particular that, if we relax the assumption that the jet power is a fixed fraction of the accretion power and we consider this fraction to be linearly dependent on the accretion rate, we can obtain the required correlation with an inefficient accretion flow.

**Key words:** X-rays: individual: H1743–322 – X-rays: binaries – radio continuum: stars – ISM: jets and outflows – accretion, accretion discs

## 1 INTRODUCTION

Black hole X-ray binaries (BHXBs) are binary systems consisting of a black hole primary orbiting a less evolved star. These systems spend most of their time in a faint quiescent state, being barely detectable at almost all wavelengths. They may undergo sudden and bright few-month-long X-ray outbursts with typical recurrence periods of many years

(Tanaka & Shibazaki 1996). The picture commonly accepted to explain the emission of such objects involves the emission of an optically thick and geometrically thin accretion disc, mostly emitting at typical energies of  $\sim 1$  keV. This region is probably surrounded by a corona of hot plasma, where UV and soft X-ray photons originating from the disc undergo inverse Comptonization, emitting a power law spectrum in hard X-rays. In addition to this “X-ray picture”, BHXBs are also characterised by the intermittent presence of relativistic outflows. This ejected material is mainly detected in the

\* E-mail: mickael.coriat@cea.fr

radio range (see e.g. Hjellming & Johnston 1981; Mirabel & Rodriguez 1994; Fender 2006) though it can sometimes dominate the low frequency emission up to the near infrared (Corbel et al. 2001; Jain et al. 2001; Corbel & Fender 2002; Homan et al. 2005; Russell et al. 2006; Coriat et al. 2009). These jets are undoubtedly coupled to the accretion flow, although the nature of this connection is still unclear.

Several spectral states have been initially identified depending on the relative strengths and properties of the X-ray emitting components (see, e.g., McClintock & Remillard 2006; Homan & Belloni 2005). The two main spectral states are the soft state, dominated by thermal emission from the accretion disc, and the hard state, dominated by non-thermal emission in the form of a power-law extending up to few hundreds keV. Thereafter, further states have been defined as various instances (hard or soft) of the intermediate state during which the spectra display hardnesses in between the hard and the soft state. The above-mentioned characteristics are also coupled to different levels of X-ray variability (see e.g. van der Klis 2006, and references therein) and radio properties, jets being usually observed in the hard state while they are quenched in the soft state (Fender et al. 1999; Corbel et al. 2000).

The radio emission of X-ray binaries in the hard state is usually characterized by a flat or slightly inverted spectrum ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$  with  $\alpha \sim 0$ ). This is interpreted as arising from collimated, self-absorbed compact jets, in analogy to those observed in active galactic nuclei (Blandford & Königl 1979; Hjellming & Johnston 1988). During the soft state these compact jets are expected to be quenched and any radio emission, if present, is thought to originate from the residual optically thin synchrotron emission of an extended jet or transient ejecta (Corbel et al. 2004; Fender, Belloni & Gallo 2004).

Observations of several sources have brought evidence that a strong connection exists between radio and X-ray emissions during the hard state (Hannikainen et al. 1998; Corbel et al. 2000, 2003; Gallo, Fender & Pooley 2003). This connection takes the form of a non-linear flux correlation,  $F_{\text{Rad}} \propto F_{\text{X}}^b$ , where  $F_{\text{Rad}}$  is the radio flux density,  $F_{\text{X}}$  is the X-ray flux and  $b \sim 0.5 - 0.7$ . Following these results, it has been shown that this correlation also holds between optical-IR (OIR) and X-ray wavelengths (Homan et al. 2005; Russell et al. 2006, 2007; Coriat et al. 2009). This indicates that the compact jets are strongly connected with the accretion flow (disk and/or corona), and possibly that their emission (synchrotron and/or inverse Compton) can be significantly contributing at higher energies (see e.g. Markoff et al. 2001, 2003, 2005; Rodriguez et al. 2008). This radio/X-ray correlation, initially established for the source GX 339-4, has been extended to other galactic black holes (mainly V404 Cyg, Gallo, Fender & Pooley 2003; Corbel, Körding & Kaaret 2008) and even active galactic nuclei (Merloni, Heinz & di Matteo 2003; Falcke, Körding & Markoff 2004; Körding, Falcke & Corbel 2006). Migliari & Fender (2006) also showed that a similar correlation exists for neutron star X-ray binaries (NSXB) but with a steeper correlation coefficient ( $b \sim 1.4$ ) and a fainter radio emission than black holes for a given X-ray luminosity (Fender & Hendry 2000; Fender & Kuulkers 2001; Munro et al. 2005).

However in the following years, a few galactic black hole candidates (BHCs) have been found to lie outside the

scatter of the original radio/X-ray correlation, (e.g. XTE J1720-318, Brocksopp et al. 2005; XTE J1650-500, Corbel et al. 2004; IGR J17497-2821, Rodriguez et al. 2007; Swift J1753.5-0127, Cadolle Bel et al. 2007, Soleri et al. 2010) thus either increasing its scatter, or challenging the universality of the correlation itself. All these outliers show a radio flux below the correlation (thus are sometimes dubbed radio-quiet BHCs), and are all at relatively high X-ray luminosities (while still in their hard state). For most of these outliers however, there are no radio measurements available at low X-ray luminosities, thus we do not know whether they remain under luminous in radio at lower accretion rates. The current lack of data also prevents to precisely measure the slope of the correlation (if any) for the outliers. It is therefore unclear if the outliers follow a correlation similar to the “standard” BHCs but with a lower normalisation or if their inflow/outflow connection is intrinsically different. Moreover, we do not know if their behaviour is repeated over several outbursts. This issue is what we address in this work.

In the following, we will use the term “outliers” rather than “radio-quiet BHCs” to describe these sources since as we will show, they could be considered “X-ray loud” as well. However, one should keep in mind that “outliers” could not be appropriate either. Indeed, given the number of sources discovered in this category, the “outliers” could turn out to be predominant.

### 1.1 H1743-322

The X-ray transient H1743-322 was discovered during a bright outburst in 1977 with the *Ariel V* and *HEAO I* satellites by Kaluzienski & Holt (1977). In 2003, another bright outburst was first detected with the International Gamma-ray Astrophysics Laboratory (*INTEGRAL*). The source was initially dubbed IGR J17464-3213, before it was identified as H1743-322 (Markwardt & Swank 2003). This outburst has been extensively studied at all wavelengths (see e.g. Parmar et al. 2003; Joinet et al. 2005; Homan et al. 2005; Capitanio et al. 2005; Lutovinov et al. 2005; Miller et al. 2006; Kalemci et al. 2006; McClintock et al. 2009). It was shown in particular that H1743-322 had a behaviour consistent with most black-hole X-ray transients, and was, thus, classified as a BHC. During the return to quiescence following this outburst, Corbel et al. (2005) reported the detection of large scale, synchrotron emitting jets moving away from the central source. These jets have been detected in both radio and X-ray, as a consequence of the interaction between the ejected plasma and the interstellar medium (ISM). Using the observed proper motion of the X-ray jets, these authors also derived an upper limit to the distance to the source of  $10.4 \pm 2.9$  kpc. Given its location ( $l = 357.255$  and  $b = -1.83$ ) in the direction of the Galactic bulge, and a rather high column density, this upper limit is consistent with a Galactic center distance for H1743-322. In the following, we will therefore assume a distance of 8 kpc.

The 2003 outburst was followed by weaker activity periods (see Fig.1) in 2004 (Swank 2004), 2005 (Rupen et al. 2005), in the first months of 2008 (2008a in the following; Kalemci et al. 2008; Jonker et al. 2010), in September-November 2008 (2008b in the following; Corbel et al. 2008; Prat et al. 2009; Capitanio et al. 2009), in 2009 (Krimm et al.

2009) and in early 2010 (Yamaoka & et al. 2009). During the outburst decay of the 2008a outburst, Jonker et al. (2010) reported a radio/X-ray correlation slope of  $b = 0.18 \pm 0.01$ . Comparing the normalisation of the radio/X-ray correlation for a distance of 7.5 kpc with that of other sources, the authors also found that H1743–322 lies well below the area traced out by GX 339–4 and V404 Cyg, making of H1743–322 another outlier of the “universal” correlation.

All outbursts between 2003 and 2010 were followed by various X-ray satellites and ground-based radio observatories, providing a comprehensive set of data to study the accretion/ejection coupling in this source. The purpose of this work is to investigate this connection in detail through the study of the radio/X-ray correlation over the 6 outbursts. Consequently, we analyse all available radio data covering these outbursts, together with all the X-ray data from the Rossi X-ray Timing Explorer (*RXTE*) instruments. The sequence of observations and data reduction processes are described in Section 2. In Section 3, we quickly describe the 2003–2010 outburst activity of the source. In Section 4, we present the analysis of the radio-X-ray correlation, the selection process that we applied to isolate and study the connection between the compact jets and the inner accretion flow and finally a comparison with other black hole and neutron star X-ray binaries. These results are then discussed in Section 5, in which we investigate several possible interpretations. Our conclusions are summarized in Section 6.

## 2 OBSERVATIONS

### 2.1 X-ray

#### 2.1.1 *RXTE*: Data reduction and spectral analysis

We analyzed all observations of H1743–322 publicly available in the *RXTE* archive between 2003 January 1 and 2010 February 13. The data were reduced using the *HEASOFT* software package v6.8, following the standard steps described in the *RXTE* cookbook<sup>1</sup>. Spectra were extracted from the Proportional Counter Array (PCA; Jahoda et al. 2006) in the  $\sim 3$ –25 keV range. We only used the top layer of the Proportional Counter Unit (PCU) 2 as it is the only operational unit across all observations and is the best-calibrated detector out of the five PCUs. Systematic errors of 0.5 per cent were added to all channels. In the 20–150 keV range, we used data from the High-Energy Timing Experiment (HEXTE), which we reduced following standard steps. From December 2005, due to problems in the rocking motion of Cluster A, we extracted spectra from Cluster B only. Due to low count rate in the HEXTE data in most of the observations, all channels were rebinned by a factor of 4.

In addition, we constructed Hardness Intensity Diagrams (HIDs) from PCA data. These data were extracted from the PCU2 (all layers) and corrected for background. Averaged count rates were extracted in two bands: (standard 2) channels 2–10 and 19–40, corresponding to 2.5–6.1 and 9.4–18.5 keV, respectively. The ratio of second to the first band was defined as the hardness ratio, while their sum was defined as the intensity.

The PCA and HEXTE spectra of each observation were fitted simultaneously in *XSPEC* V12.5.1n using an overall normalization constant that was allowed to float for cross-calibration purposes. We used the following models to fit the spectra: a power-law (*powerlaw*), an absorption component (*phabs*) and when necessary, a high energy cutoff (*highcut*), a multi-temperature disc blackbody (*diskbb*) and a Gaussian emission line (*gaussian*). The hydrogen column density is not well constrained by the *RXTE*/PCA observations. If we left this parameter free, we were unable to determine the temperature of the disc. We therefore fixed the value to the one obtained using *Swift* and *XMM/Newton* observations by Prat et al. (2009) i.e.  $N_{\text{H}} = 1.8 \pm 0.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ . At fainter flux, when H1743–322 was not significantly detected with HEXTE, fits were made to the PCA spectrum only. We finally obtained an average reduced  $\chi^2$  of 1.04 with a minimum of 0.43 and a maximum of 1.97. Unabsorbed fluxes were then estimated in the 3–9 keV energy ranges, according to the PCA normalisation.

#### 2.1.2 Other X-ray satellites

Jonker et al. (2010) studied the decay of the 2008a outburst using *Chandra* and *Swift* data simultaneous with VLA observations. We include these data in our dataset since they provide important constraints on the correlation at low luminosity. Using the hydrogen column density and photon index given by Jonker et al. (2010), we converted the unabsorbed 0.5–10 keV fluxes into absorbed 3–9 keV fluxes with the *WebPimms* tool provided by HEASARC<sup>2</sup>. Then, for consistency purposes, we estimated the unabsorbed 3–9 keV fluxes using the same  $N_{\text{H}}$  as for *RXTE* data. However, this leads only to an 1.7% difference in 3–9 keV flux compared to that when using the Jonker et al. (2010)  $N_{\text{H}}$  of  $2.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

#### 2.1.3 X-ray state classification

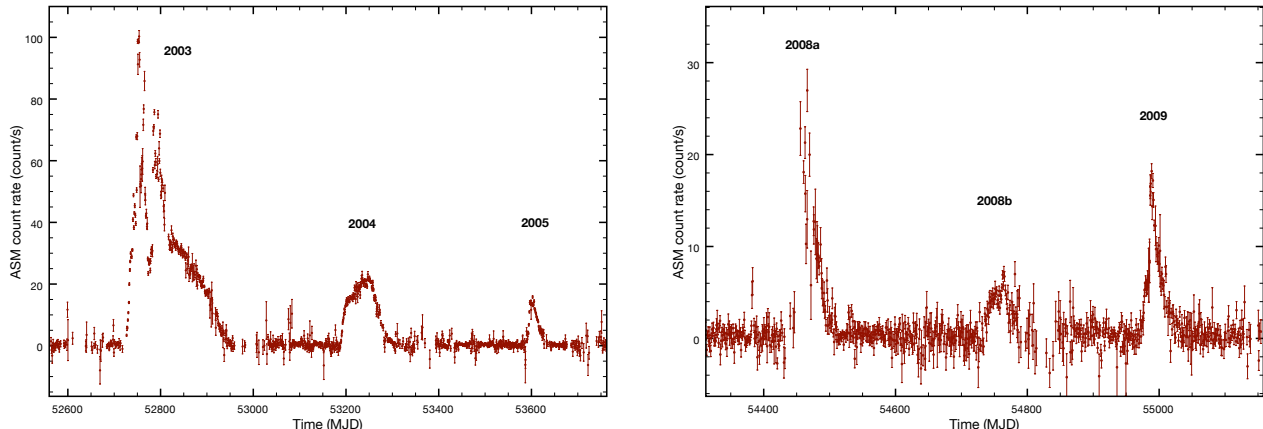
We classify the observations in X-ray states according to the definition of Homan & Belloni (2005). For simplicity, we group together the hard and soft intermediate states (HIMS and SIMS) into a single intermediate state (IS). Therefore, in the following we will distinguish the hard, soft and intermediate states, which is sufficient for the purpose of our work.

#### 2.1.4 Galactic ridge emission

Due to the location of the source close to the Galactic plane, the Galactic ridge emission starts to significantly contaminate the estimated PCA flux, below  $\sim 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  in the 3–9 keV band. Kalemci et al. (2006) determined a 3–25 keV unabsorbed flux from the ridge emission of  $1.08 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , based on the analysis of nine observations in 2004 (MJD 53021–53055). We reanalyse the same data set and found for the 3–9 keV band an unabsorbed flux of  $(6.0 \pm 0.6) \times 10^{-11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , in agreement with the Kalemci et al. (2006) results. Consequently, we subtracted this value from all 3–9 keV PCA fluxes. To check

<sup>1</sup> [http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/data\\_analysis.html](http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/data_analysis.html)

<sup>2</sup> <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>



**Figure 1.** *RXTE*/ASM light curve of H1743–322 between 2003 and 2009. We note a major outburst in 2003 followed by five minor activity periods between 2004 and 2009. Note the different scaling between the two plots. The 2010 light curve is not presented due to the very low number of counts detected by the ASM during this short outburst.

whether a simple flux subtraction was appropriate to correct the source flux from the ridge, we combined the spectra of the 9 observations mentioned above, to obtain a typical ridge spectrum. Then, we used it as an additional background spectra on several on-source observations, where the Ridge was significantly contributing. We finally compared the 3–9 keV fluxes obtained using these method, with the ones we get by simple flux subtraction. We do not noticed any significant difference within the error bars.

## 2.2 Radio

### 2.2.1 ATCA

From 2003 April 24 (MJD 52753) to 2010 February 13 (MJD 55240), we performed a total of 38 observations of H1743–322 with the Australia Telescope Compact Array (ATCA). From April 2009, the observations were carried out using the Compact Array Broadband Backend (CABB). This upgrade has provided a new broadband backend system for the ATCA, increasing the maximum bandwidth from 128 MHz to 2GHz. Each observation has been conducted at two frequency bands simultaneously, with central frequencies at 4.8 GHz and 8.64 GHz (respectively 5.5 GHz and 9 GHz after the CABB upgrade). Various array configurations have been used during these observations.

The ATCA has orthogonal linearly polarized feeds and full Stokes parameters (I, Q, U, V) are recorded at each frequency. We used PKS 1934–638 for absolute flux and band-pass calibration, and PMN 1729–37 to calibrate the antenna gains and phases as a function of time. We determined the polarization leakages using either the primary or the secondary calibrator, depending on the parallactic angle coverage of the secondary. Cleaning process was carried out using a combination of multi-frequency (Sault & Wieringa 1994) and standard clean algorithms. The editing, calibration, Fourier transformation, deconvolution and image analysis were carried out with the Multichannel Image Reconstruction, Image Analysis and Display (MIRIAD) software (Sault, Teuben & Wright 1995).

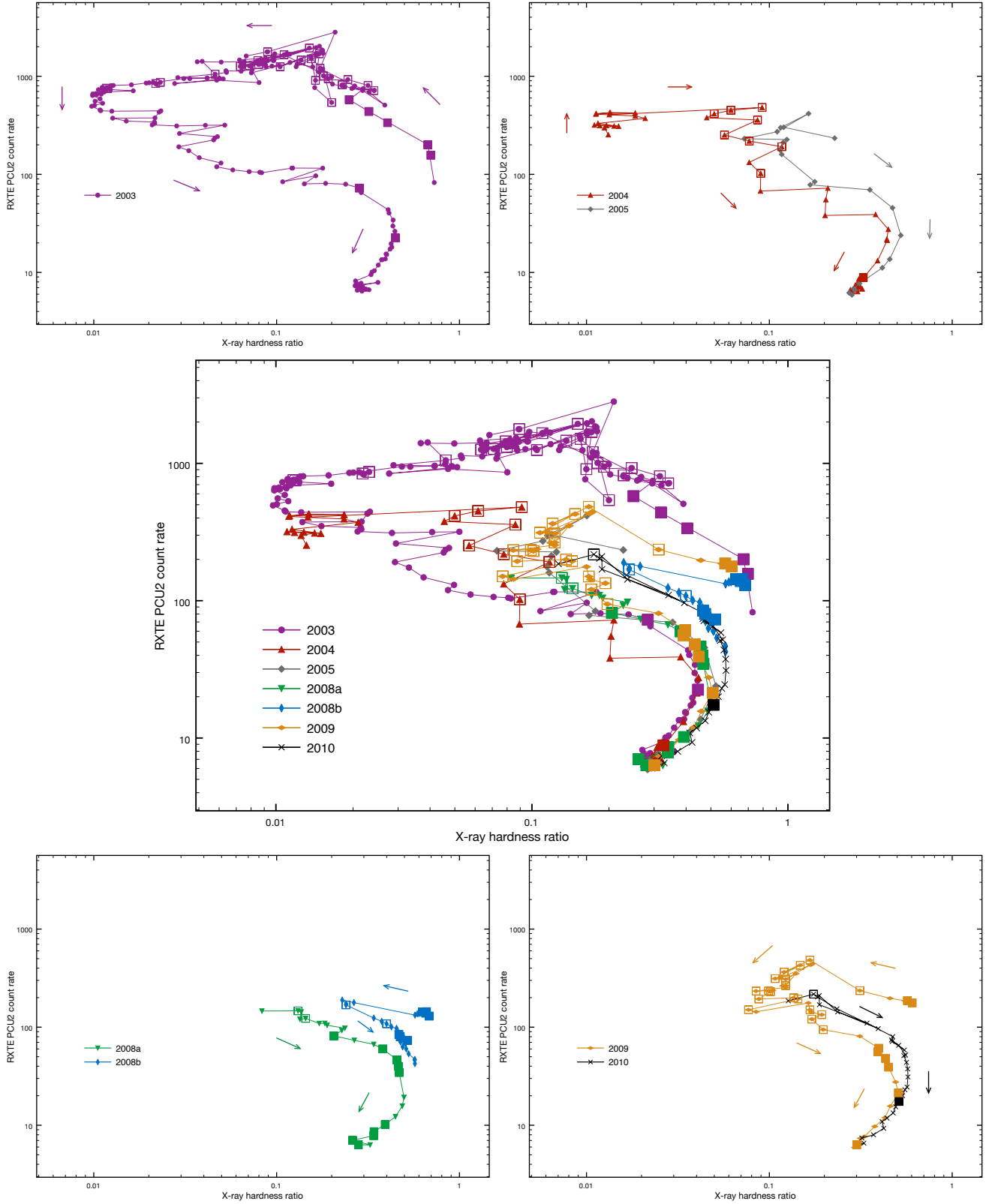
### 2.2.2 VLA

H1743–322 has been also regularly observed between 2003 and 2010 with the Very Large Array (VLA). To extend our data set, we made use of the radio flux densities at 4.86 GHz and 8.46 GHz published in McClintock et al. (2009) for the 2003 outburst, in Rupen et al. (2004, 2005) for the 2004 outburst and in Rupen et al. (2008a,b) and Jonker et al. (2010) for the 2008a outbursts. We collected a total of 68 VLA pointings. All VLA data are summarised in the aforementioned references in which data reduction and analysis are detailed. In addition, we retrieved unpublished archival data of the 2004 outburst (PI: Rupen) from the National Radio Astronomy Observatory (NRAO) database. All data were reduced using standard procedures within the NRAO AIPS software package, using 3C286 as our primary calibrator, and J1744-3116 as the secondary calibrator.

For the 2009 outburst, we triggered VLA observations of H1743–322 after detection of an X-ray flare by Swift/BAT on 2009 May 26 (Krimm et al. 2009). On 2009 May 27, we detected unresolved radio emission at 8.4 GHz and triggered a monitoring campaign to cover the outburst of the source from the rising hard state through the decay back to quiescence. Our final observation was taken on 2009 August 6. Observations were made in dual circular polarization in each of two contiguous intermediate frequency pairs, giving a total bandwidth of 100 MHz. We observed primarily at 8.4 and 4.8 GHz, but also at 1.4 GHz when the source flux density was predicted to be above 0.3 mJy, and at 22.4 GHz for two epochs at the peak of the flare, although the source was not detected in either observation at this frequency. The array was in its intermediate CnB and C configurations throughout the duration of our observing campaign.

## 2.3 Simultaneity

For the vast majority of the radio data, we found quasi-simultaneous ( $\Delta t \leq 1$  day) *RXTE* observations. Otherwise, we interpolated the X-ray flux from a polynomial fit to the PCA lightcurve. The uncertainty introduced by this method is very minor as the flux evolution was found to be very reg-



**Figure 2.** Hardness intensity diagrams of H1743–322 from 2003 to 2010. Squares (open and filled) indicate the radio detections, plotted on top of the HIDs at the location of the nearest RXTE observation. Filled squares indicate the data selected for the radio/X-ray diagram on Fig.5. Arrows indicate the temporal evolution over the outburst. Note that all the outbursts, except the 2003 and 2004 ones, only reached the intermediate state. In 2003, H1743–322 displayed the “complete” outburst pattern with numerous radio flares during the hard to soft transitions and radio activity during the soft state. In 2004, the source followed a clockwise pattern in the HID with the detection of a radio flare during the soft to hard transition.



ular in each case. When the missing flux was not framed by at least two X-ray pointings, we converted the *RXTE*/All Sky Monitor (ASM) count rate into 3–9 keV unabsorbed flux with *WebPimms*, using the spectral parameters of the nearest X-ray observation. We used this method for two dates at the beginning of the 2008a outburst (MJD 54472 and MJD 54475).

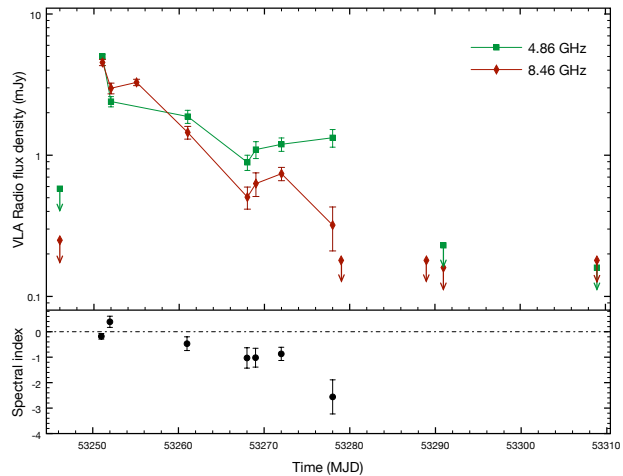
### 3 THE 2003-2010 OUTBURST ACTIVITY

Rather than describing all the details of the 2003-2010 outbursts, we summarise, in the following, some notable events, without trying to be exhaustive. Our aim is to point out some specific features that might (or not) be related to its status of outlier of the radio/X-ray correlation. We address the reader interested in the details of these outbursts, to the articles mentioned in the introduction. Note that radio and X-ray analysis of the 2009 outburst will be presented in a forthcoming paper (Miller-Jones et al. in prep.)

We show in Fig. 1 the *RXTE*/ASM light curve of H1743–322 between 2003 and 2009. The 2010 light curve is not presented due to the very low number of counts detected by the ASM during this short outburst. In Fig. 2, we plot the Hardness Intensity Diagrams (HIDs) of all the outbursts between 2003 and 2010. We also indicate the radio detections and the filtered data used for the radio/X-ray correlation in Fig. 5 (see section 4.2).

Over the 6 outbursts underwent by H1743–322, we note in Fig. 2 that only one of them (2003) was observed to exhibit the “complete” pattern in the HID. All the other outbursts but the 2004 one, only reached the intermediate state. In 2003, numerous radio flares were observed during the hard to soft state transition (McClintock et al. 2009) with radio flare activity detected until late in the soft state. This could arise from interactions of the ejected plasma with the ISM as was later observed on larger scales (Corbel et al. 2005). However McClintock et al. (2009) do not mention any VLA detection away from the core emission. The VLA was in the A configuration during all the observations in the soft state. We can therefore expect a resolution of  $\sim 0.3''$  at 8.46 GHz. If we consider the average proper motion of the plasma blobs calculated by Corbel et al. (2005), we expect an angular separation of  $\sim 2''$  for the eastern jet and  $\sim 1.3''$  for the western jet at the date of the last radio detection in the soft state (MJD 52833). Consequently, if the radio emission observed during the soft state originates from the plasma blobs observed later by Corbel et al. (2005), the VLA should have resolved them. On the other hand, it could be a new ejection event after the major radio flare. The closest radio peak preceding the last detection in the soft state is located 47 days before. If we assume the same average proper motions as before, the angular separation should be  $1''.0 \pm 0''.07$  and  $0''.6 \pm 0''.03$  for the eastern and western jet respectively. Therefore, it should have been resolved as well. This suggest that the radio emission observed during the soft state could be an ejection event that took place during the soft state.

During our global radio analysis, we also found that, even in the hardest states where the radio emission is steady and can be safely attributed to compact jets, the radio spectral index is very often slightly negative ( $F_\nu \propto \nu^\alpha$



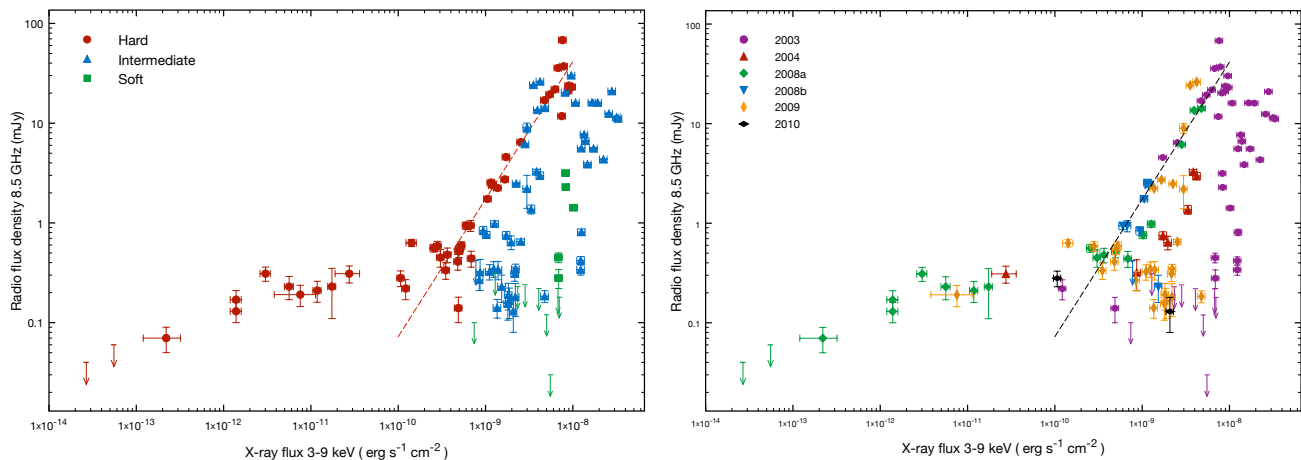
**Figure 3.** Upper panel: VLA lightcurve at 4.86 and 8.46 GHz of the weak radio flare during the soft to hard state transition of the 2004 outburst. Lower panel: The corresponding radio spectral index  $\alpha$ , defined as  $F_\nu \propto \nu^\alpha$ .

with  $\alpha \in [-0.3, 0]$ ). Interestingly, this property seems to be shared by two other outliers: XTE J1650-500 (Corbel et al. 2005) and Swift J1753.5–0127, as recently reported by Soleri et al. (2010).

In addition, we would like to briefly highlight the apparent softening of the X-ray spectrum when the source reaches low count rate on Fig. 2. Note that, for the HID, we do not corrected the PCA count rate for the Galactic Ridge emission. This softening is therefore due to the (soft) emission of the Ridge that starts to contaminate the PCA data below  $\sim 20$  count/s/PCU in the  $\sim 2$ –20 keV range.

#### The 2004 event

The 2004 event has not been published elsewhere and so warrants further consideration since it showed some unusual features. The pointed PCA observations started on MJD 53197, when the source was still in the initial rising phase of the outburst. As we see on Fig. 2, H1743–322 was already in the soft state, and kept rising at low hardness. Once it reached the peak of the outburst ( $\sim$  MJD 53235), it initiated the transition to the intermediate and hard states. Given that the source flux was increasing before the first PCA observation (see the *RXTE*/ASM lightcurve on Fig. 1), it is interesting to note that it followed a clockwise pattern in the HID, in opposition to the standard behaviour. Note that this pattern has been seen in only one other sources, 4U 1630–47 (Tomsick et al. 2005). Another unusual feature of this outburst is the radio emission detected during the soft to hard state transition (red open squares at hardnesses between 0.05 and 0.1). The lightcurve and radio spectral index during these observations are consistent with optically thin synchrotron emission from a radio flare (see Fig. 3). As far as we know, this is the first radio flare detected during a soft to hard transition. Coupled with the clockwise pattern, it reinforces the feeling of a “reverse” outburst.



**Figure 4.** Quasi-simultaneous radio 8.5 GHz flux density versus 3-9 keV X-ray flux during the five outbursts. (a) *Left panel:* Data are grouped by X-ray states. Red, green and blue points correspond to hard, soft and intermediate state respectively. Dashed line indicates the fit to the selected hard state data (see text). (b) *Right panel:* Same as right panel but data are grouped by outburst.

## 4 RADIO/X-RAY CORRELATION

### 4.1 General overview

In a first approach to characterize the global radio-X-ray behaviour of H1743–322, we use our complete data-set without restriction neither upon the X-ray state nor the origin of the radio emission (e.g. compact jet, discrete ejecta, interaction with the ISM). Fig. 4 shows the 8.5 GHz radio flux density<sup>3</sup> versus the 3–9 keV unabsorbed flux over the 2003, 2004, 2008a, 2008b, 2009 and 2010 outbursts. No simultaneous radio/X-ray data were available for 2005. The left and right panels of Fig. 4, group the data according to the X-ray state and the outburst respectively.

If we first focus on the high flux regime (above  $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) in Fig. 4a, we distinguish three main zones related to the main X-ray states: hard, intermediate and soft. The pattern they form is in relative agreement with the radio/X-ray behaviour currently observed during a BHXB outburst (For a detailed discussion on this unified picture see e.g. Fender, Homan & Belloni 2009 and references therein). The hard state shows correlated radio and X-ray emissions over two orders of magnitude. On average, it is the most radio loud state for a given X-ray luminosity, if we disregard the bright radio flares episodes occurring during state transitions. The intermediate state data show higher X-ray fluxes but uncorrelated with the radio emission. This emission likely originates from transient ejecta given the radio spectra that are consistent, most of the time, with optically thin synchrotron emission ( $\alpha \lesssim -0.7$ ). During the soft state, radio emission is usually not detected as illustrated by the various upper limits.

An important feature that we note on this plot, is the group of low flux data that clearly depart from the main hard state correlation below  $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  in X-ray. Most of these points (green dots in Fig. 4b) belong to the decay phase of the 2008a outburst (Jonker et al. 2010)

<sup>3</sup> We use an average frequency of 8.5 GHz for simplicity since the radio data come from the VLA (8.46 GHz) and the ATCA (8.64 GHz).

and were obtained using the *Chandra* and *Swift* satellites along with the VLA. The origin of the radio emission is unclear since most of the VLA observations were conducted at only one frequency. For three of them, however, upper limits at 1.4 GHz are available. But the corresponding lower limits of the radio spectral indices ( $\alpha \geq -0.58, -0.53$  and  $-0.60$ ) encompass both possibilities of optically thick and thin spectra. On the other hand, we note that the data from the declining hard state of the outbursts 2004 and 2009 (and possibly 2003 and 2010) also deviate from the main correlation and seem to follow the same trend as the 2008a data. Moreover, their nearly flat radio spectra are consistent with a compact jet origin. This would suggest that this deviation is a significant evolution of the inflow - outflow connection when the source reaches low luminosities.

#### 4.1.1 Jets quenching factor

The drop of radio emission during the hard to soft state transition is usually attributed to the quenching of the compact (core) jets. To estimate this level of suppression, we can use the ratio between the highest radio flux attributed to compact jets emission from the initial hard state of an outburst and the lowest upper limit of the following soft state. The  $3\sigma$  upper limit of 0.03 mJy obtained on MJD 52863 during the soft state of the 2003 outburst, provides a quenching factor of  $\sim 700$ , which is, as far as we know, the strongest constraint to date (Fender et al. 1999; Corbel et al. 2001, 2004) supporting the idea of jet suppression during the soft state.

### 4.2 Isolating the compact jets - corona connection

The radio/X-ray correlation in BHXBs is usually observed during the canonical hard state where the radio and X-ray emission are assumed to originate from the compact jets and the corona respectively. To study this connection in detail, we restricted our data-set to observations for which the contribution of the disc emission to the X-ray 3-9 keV flux

was below 10% and where the radio spectrum was indicative of optically thick synchrotron emission from compact jets, i.e. a radio spectral index  $\alpha \geq -0.3$ . We also discarded observations that took place following the first radio flare of an outburst, since it is believed that the compact jets are disrupted when discrete ejection events take place (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004, 2009).

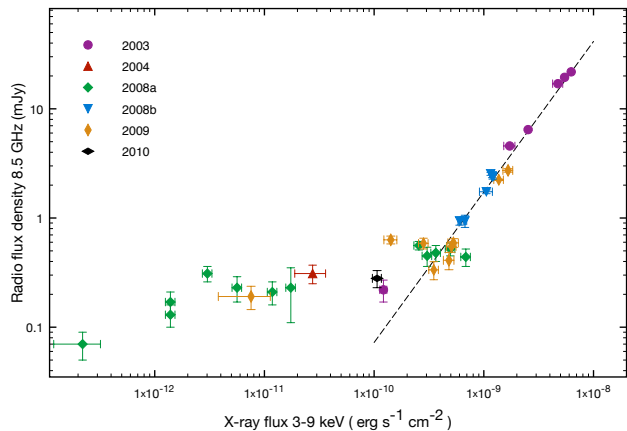
The radio/X-ray plot obtained using these filtered data is shown on Fig. 5. Above  $\sim 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  in the 3–9 keV band, we note a clear correlation over two orders of magnitude. We fit the data in log space with a non linear relation of the form  $F_{\text{Rad}} = k F_{\text{X}}^b$ , where  $F_{\text{Rad}}$  is the radio flux density at 8.5 GHz (in mJy) and  $F_{\text{X}}$  is the X-ray 3–9 keV unabsorbed flux (in  $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ). We obtain  $b = 1.38 \pm 0.03$  and  $k = 4.43 \times 10^{12}$ . The  $b \sim 1.4$  correlation coefficient clearly differs from the range of values (0.5–0.7) usually observed for other BHXBs (e.g. GX 339-4, V404 Cyg, XTE J1118+480; see Corbel et al. 2003; Gallo et al. 2003; Xue & Cui 2007; Corbel, Körding & Kaaret 2008). It intriguingly reminds us of the results found for atoll neutron stars in the island state (Migliari & Fender 2006). A state that is supposed to share similar properties with the hard state of BHXBs. We also note that our derived correlation coefficient is not consistent with the coefficient  $b = 0.18 \pm 0.01$  found by Jonker et al. (2010). However, these authors obtained this coefficient based on the low luminosity data of only one outburst. Our work indicates that it likely corresponds to one measured across a transition phase.

We note however that it is the 2003 high flux data that mostly constrain the correlation coefficient since it is the brightest outburst observed to date from H1743–322. Nonetheless, if we exclude the 2003 data from the fitting process, we obtain the following 90% confidence interval for the power-law slope: [1.30, 1.49]. This is in good agreement with the previous results and seems to favour a constant slope along all outbursts.

### 4.3 The universal correlation and the outliers

To locate H1743–322 with regards to the universal radio/X-ray correlation of black holes and neutron stars X-ray binaries, we plot on Fig. 6 the data from H1743–322, GX 339-4 (the data cover 7 outbursts over the 1997-2010 period; Corbel et al., in prep), V404 Cyg (Gallo et al. 2003; Corbel et al. 2008) and the neutron stars Aql X-1 (Tudose et al. 2009; Miller-Jones et al. 2010) and 4U 1728-34 (Migliari & Fender 2006). To convert fluxes into luminosity, we used a distance of 8 kpc for GX 339-4 (Hynes et al. 2003, 2004) and the new distance of 2.39 kpc for V404 Cyg, that was derived using accurate astrometric VLBI observations (Miller-Jones et al. 2009).

Fig. 6 shows that H1743–322 lies significantly below the correlation for BHXBs but is still more “radio-loud” than neutrons stars. In addition, it is important to note the deviant points at low luminosity that join the correlation driven by GX 339–4 and V404 Cyg, and seem to follow it (cf. points below  $2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ ). This supports the idea of a significant transition in the coupling between the jets and the X-ray emitting component. We note that the points start to leave the high luminosity correlation at a 3–9 keV luminosity of  $\sim 2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$ . The corresponding bolometric (3-100 keV) luminosity in Eddington units is



**Figure 5.** Radio flux density at 8.5 GHz versus the unabsorbed 3–9 keV flux. This plot shows the data-set restrained to the “canonical” hard state where the radio emission can be attributed to synchrotron self-absorbed emission of the compact jets and where the X-ray spectra are dominated by the power-law. Dashed line indicate the fit to the data above  $2 \times 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  with a function of the form  $F_{\text{Rad}} = k F_{\text{X}}^b$ , with  $b = 1.38 \pm 0.03$  and  $k = 4.43 \times 10^{12}$ .

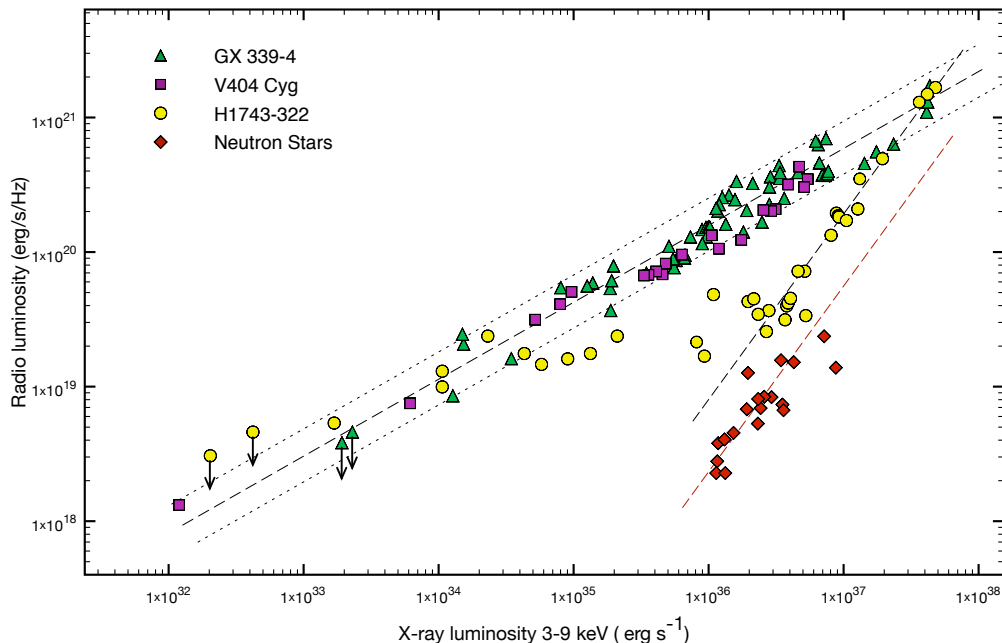
$L_{\text{trans}} \sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10 M_{\odot})^{-1}$ , where  $M$  is the black hole mass. Since the data points between  $2 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$  and  $2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  seem to reflect a transition between a correlation of slope  $b = 1.4$  and a correlation of slope  $b = 0.6$ , we fit the data in this range with a powerlaw function as previously. We obtain a slope for the transition of  $b = 0.23 \pm 0.07$ .

As mentioned in the introduction, H1743–322 belongs to the outliers of the universal radio/X-ray correlation. Some of the numerous questions associated with these sources are whether they follow the same correlation as the other BHXBs but with a lower normalisation, and whether they remain under luminous in radio at low accretion rates. In the case of H1743–322, we obtain a correlation coefficient of  $b = 1.38 \pm 0.03$ . This is the first precise measurement of the radio/X-ray correlation of an outlier. If H1743–322 is representative of these radio-quiet Galactic black holes, our results suggest that their radio sub-luminosity is due to a different correlation coefficient rather than a different normalisation constant. In this respect, we point out the recent work by Soleri et al. (2010) on the outlier Swift J1753.5–0127. These authors report a slope of the radio/X-ray correlation of the source, lying between 1.0 and 1.4, in good agreement with our results on H1743–322. Concerning the behaviour at low luminosity, the data from Jonker et al. (2010) combined with our data set suggest that the outliers do not remain sub-luminous in radio but rather seem to dovetail with the “standard” correlation.

## 5 DISCUSSION

### 5.1 Nature of the compact object

As mentioned above, the mass of the compact object is not yet constrained, so its nature is still uncertain. Based on the radio/X-ray correlation alone and considering the results of Migliari & Fender (2006), the 1.4 power-law index could suggest the accreting compact object is a neutron star. How-



**Figure 6.** Radio 8.5 GHz luminosity against X-ray 3–9 keV luminosity from the hard state BHCs H1743–322, GX 339-4, V404 Cyg and the hard state neutron stars sample of Migliari & Fender (2006). The dashed line is the fit to the high luminosity data of H1743–322 and the neutron stars data with a relation of the form  $L_{\text{Rad}} \propto L_{\text{X}}^b$ , with  $b \sim 1.4$ . Dashed-dotted line is the fit to the GX 339-4 and V404 Cyg data with  $b \sim 0.6$ . The dotted lines are the upper and lower limits of this fit.

ever, the overall behaviour of the source during an outburst, and its X-ray spectral and timing features are very similar to other, dynamically confirmed, black holes binaries (e.g. XTE J1550-564; McClintock et al. 2009). In the following, we will therefore consider it as a black hole candidate, keeping in mind that a neutron star primary cannot be entirely excluded.

## 5.2 Radio-quiet or X-ray-loud microquasar?

As shown on Fig. 6, H1743–322 spans the same range of X-ray and radio luminosity in the hard state as “standard” microquasars. Consequently, should we consider that it displays dimmer radio emission for a given X-ray luminosity or the contrary? In other words, are we facing a radio quiet or an X-ray loud microquasar? In the following, we investigate both hypotheses. First, we consider that, for a similar accretion power, the radiative efficiency of the hard X-ray emitting component is different between the “standard” microquasars and the outliers, leading to enhanced X-ray emission for the outliers. Then, we consider that, for a similar accretion power, the outliers produce weaker jets, leading to fainter radio emission. Regarding this last possibility, we note the recent results reported by Fender, Gallo & Russell (2010). In this paper, the authors use the reported measurements of black hole spin for black hole X-ray binaries, and compare them against measurements of jet power and speed across all accretion states in these systems. They finally find no evidence for any correlation between the properties of the jets and the reported spin measurements. This result is also in agreement with our finding since we observe a transition

between the two tracks, that cannot be accounted for by a variation of the black hole spin on such a short time scale.

### 5.2.1 Radiative efficiency of the accretion flow in the hard state

We usually define two general classes of accretion flow, depending on whether the gravitational energy of the accreted matter is preferentially released through radiation (radiatively efficient) or carried away with the flow (radiatively inefficient). Radiatively efficient flows include for instance, the standard optically thick and geometrically thin accretion disc model (Shakura & Sunyaev 1973) or the class of accretion flows where X-ray emission is produced by inverse Compton scattering of the soft, blackbody disc photons on a population of hot electrons that surround the innermost region of the cooler disc, the so-called accretion disc corona (see e.g. Galeev, Rosner & Vaiana 1979; Haardt & Maraschi 1991; Di Matteo, Celotti & Fabian 1999; Merloni & Fabian 2002). From simple physical assumptions, the scaling of the X-ray luminosity with accretion rate in most radiatively efficient flows, is expected to be linear,  $L_{\text{X}} \propto \dot{M}^q$ , with the efficiency coefficient  $q \sim 1$ .

On the other hand, radiatively inefficient flows are expected to produce X-ray emission with efficiency coefficient  $q \sim 2 - 3$ . This is the case of accretion flows dominated by advection in which a significant fraction of the energy is advected instead of radiated away. This advected energy can either cross the event horizons (Advection Dominated Accretion Flow: ADAF; Ichimaru 1977; Narayan & Yi 1994; Abramowicz et al. 1996) and/or be expelled in outflows (Advection Dominated Inflow-Outflow Solution: ADIOS; Bland-

ford & Begelman 1999). In such models, the X-ray emission arise mainly from Compton up-scattering of internal (synchrotron, bremsstrahlung) or external (blackbody emission from outer thin disc) photon fields. A similar efficiency coefficient ( $q \sim 2 - 3$ ) is also obtained in systems dominated by jet emission, where most of the energy is channeled into the jets (Markoff et al. 2003, 2005). The X-rays, in that case, can originate at the base of the jets as optically thin synchrotron emission and/or inverse Compton on the synchrotron photons (synchrotron self-Compton) and disc photons on the outflowing particles (external Compton).

Let us consider now the classical assumption stating that the total jet power  $Q_{\text{jet}}$  is a fraction  $f_j < 1$  of the accretion power  $Q_{\text{accr}}$ :

$$Q_{\text{accr}} = \eta \dot{M} c^2 \quad \text{and} \quad Q_{\text{jet}} = f_j Q_{\text{accr}}, \quad (1)$$

with the coefficient  $\eta$  reflecting the efficiency of the accretion process to convert gravitational energy. The fraction  $f_j$  is usually considered as independent of the accretion rate (see e.g. Blandford & Königl 1979; Falcke & Biermann 1995; Heinz & Sunyaev 2003).  $Q_{\text{jet}}$  should therefore scale linearly with  $\dot{M}$ . We will adopt this assumption at first instance. However, there is no strong physical argument justifying that  $f_j$  is independent of  $M$ , so we shall discuss it in the next section on jet radio emission.

From the standard equations for synchrotron emission (e.g. Rybicki & Lightman 1979), one can obtain the following scaling between the jet luminosity  $L_\nu$  at a given frequency and the jet power (see e.g. Heinz & Sunyaev 2003):

$$L_\nu \propto Q_{\text{jet}}^\xi \quad \text{with} \quad \xi = \frac{2p - (p+6)\alpha + 13}{2(p+4)} \quad (2)$$

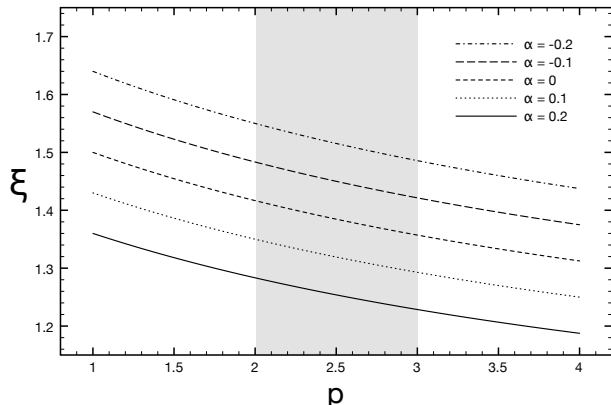
and where  $\alpha$  is the spectral index of the jet spectrum (with our definition  $L_\nu \propto \nu^\alpha$ ). This relation is valid in the case of a conical jet with an initial power-law distribution of relativistic electrons with index  $p$ . The classical values assumed for this index are in the range 2–3, while the spectral index  $\alpha$  of the compact jets in the radio range is usually observed between  $-0.2$  and  $0.2$ . For simplicity, we will limit ourselves to the usual value of  $\xi = 1.4$  which corresponds to  $p \sim 2.25$  and a flat compact jet spectrum. However, for the fiducial values of  $p$  and  $\alpha$  stated above, we plot on Fig. 7 the corresponding variation of  $\xi$ . We note that  $\xi$  is weakly dependent on these two parameters and for reasonable values of  $p$  and  $\alpha$ , it never strongly deviates from 1.4.

If the observing frequency is located in the radio range, Eq.(1) and Eq.(2) give  $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$ . Given an efficiency coefficient  $q$  for the X-ray emitting accretion flow, we expect the following relation between radio and X-ray luminosities:

$$L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.4/q} \quad (3)$$

Consequently, the radio/X-ray correlation usually found for microquasars ( $L_{\text{radio}} \propto L_X^{0.5-0.7}$ ), requires a radiatively inefficient component that dominates the X-rays in the hard state, whereas the  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.4}$  relation of H1743–322 suggests the X-ray emitting flow is radiatively efficient. As mentioned above, to obtain the radio/X-ray plot on Fig. 5, we filtered the X-ray data to minimize the contribution of the disc. We can thus safely exclude the accretion disc as the contaminating efficient component.

Other than the standard accretion disc solution, we can



**Figure 7.** Variation of the exponent  $\xi$  in the relation  $L_\nu \propto Q_{\text{jet}}^\xi$ , as a function of the power-law index  $p$  of the electron distribution, for several values of the spectral index  $\alpha$  of the compact jets. Grey zone delimits the range of values usually assume for the power-law index  $p$ .

roughly divide the other classes of accretion flows in two categories, according to their geometry:

- (i) Hot accretion flow models: the standard accretion disc extends to a truncation radius, where it is replaced by a hot flow in the inner parts.
- (ii) Accretion Disc Corona (ADC) models: the standard accretion disc extends close to the black hole and is sandwiched by a corona of hot plasma.

In both categories, several models have been developed to explain the properties of BHXBs in the hard state by coupling the accretion flow with steady jets. Since the aim of this work is not to review all these models, we will limit ourselves to those that can be radiatively efficient.

**Hot accretion flows:** Most of the hot accretion flow models are found to be inefficient, at least at low accretion rates (e.g. ADAF, ADIOS). However, we note that Yuan (2001) has shown that a hot flow may also exist in the higher accretion rate regime (Luminous Hot Accretion Flow: LHAF) where the coupling between electrons and ions becomes effective: the flow is then radiatively efficient (see also Yuan & Zdziarski 2004; Yuan et al. 2006). In a similar fashion, new hot solutions have been recently found (Petrucci private com.) for the Jet Emitting Disc model (JED; see e.g. Ferreira et al. 2006; Ferreira 2002, 2008; Combet & Ferreira 2008, and references therein), in which the flow goes from radiatively inefficient to radiatively efficient when the accretion rate increases. These JED hot solutions have properties very similar to those of one-temperature accretion flow studied by Esin et al. (1996) in the ADAF regime and revisited for higher accretion rates by Yuan et al. (2006) in the LHAF regime. The originality of the JED solutions resides in the fact that, by construction, they integrate self-consistently stationary powerful self collimated MHD jets.

**Accretion disc corona:** The ADC models could in principle satisfy the requirement of radiative efficiency in the hard state. In these models, a fraction  $f_c$  of the accretion energy is dissipated in the corona (and eventually emerges

as X-ray radiation). The X-ray luminosity can be written as  $L_X \propto f_c \dot{M}$ . In the case where the coronal plasma is heated by magnetic dissipation, Merloni & Fabian (2002) and Merloni (2003) have shown that  $f_c$  is constant when gas pressure dominates in the disc and therefore  $q = 1$  ( $L_X \propto \dot{M}$ ). On the other hand,  $f_c \propto \dot{M}^{-1/2}$  in the radiation pressure dominated parts of the disc, and consequently  $q = 1/2$  ( $L_X \propto \dot{M}^{1/2}$ ). However, Eq.(2) is also modified in that case<sup>4</sup>, leading finally to the same  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{1.4}$  relation as in the gas pressure dominated case. We note that among the several ADC models, it has been shown that from an observational point of view, the corona need to be patchy and dynamic to reproduce the low disc flux and the weak reflection component observed in the hard state (Beloborodov 1999; Malzac, Beloborodov & Poutanen 2001). Under these assumptions, the corona could be radiatively efficient or not.

Nonetheless, the radiative efficiency is not the only parameter needed to explain our results. Indeed, H1743–322 does not maintain its steep radio/X-ray correlation over the full range of luminosity. As pointed out previously, data depart from the source-specific correlation below  $\sim 10^{-10} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  and join the “standard” correlation. Most of these data come from Jonker et al. (2010) and the end of 2008a outburst decay. In this paper, the authors attribute this unusual behaviour to a renewed radio flaring activity during the hard state. However, when compared with data from other outburst (Fig. 4b), we note a similar trend in 2004, 2009 and potentially 2003 and 2010. Although the lack of data at low X-ray luminosity does not allow us to draw firm conclusions, this strongly suggests that we are observing a recurrent phenomenon. A phenomenon that reflects a significant change of the accretion-ejection coupling of the source, as for instance, a transition from a radiatively efficient to a radiatively inefficient accretion flow below  $\sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$ . This transition could arise from intrinsic properties of the flow as for the ADAF/LHAF or JED hot solutions mentioned above.

The transition could be also the consequence of competing emitting media that dominate alternatively the X-ray emission, one being efficient and the other one inefficient. In this respect, we can point out the work by Russell et al. (2010) on XTE J1550-564. The authors demonstrate the possibility that the origin of the X-ray emission evolves throughout the hard state, being alternatively dominated by thermal Comptonization or direct synchrotron from the compact jets. We also point out the work by Rodriguez et al. (2008,?) on GRS 1915+105, where it is reported that 2 components are present in the hard X-ray spectrum during the plateau state. One of these components is linked to the radio emission while the other don't. This supports the idea that several components coexist and can dominate alternatively the X-ray band during the hard state. In our case, we can consider several combinations of efficient-inefficient components such as those mentioned above, including as well, the emission from the base of the jets (synchrotron, SSC) for the possible inefficient components. However, a detailed study

about the coexistence of these components has to be carried out to determine the “consistent” associations.

Regardless of the specific models to use, a radiatively efficient accretion flow seems necessary to explain our results, as long as the assumptions about the jet physics stated in Eq.(2) and Eq.(3) are correct. Note that a radiatively efficient hard state is also found for Cyg X-1 (Malzac et al. 2009). In the case of H1743–322, the flow needs then to become inefficient below a critical accretion rate to explain the transition at low flux. Under this interpretation, we can represent the universal radio/X-ray diagram of BHXBs by the sketch shown on Fig. 8.

However, the crucial point now is to determine which fundamental parameter will make some black holes fall on the “efficient” branch, and others on the “inefficient” branch, for similar accretion rates. In future works we thus need to investigate the influence of parameters such as the size of the disc, the orbital period, the environment (interstellar, magnetic) of the binary, or perhaps the nature of the companion star. The outer boundary conditions of the accretion disc should be considered as well. Indeed, it has been shown (Yuan et al. 2000) that these conditions could play an important role in determining the dynamic and radiative structure of the flow.

### 5.2.2 Jet radio emission

Another way to assess the problem would be to consider that the difference between the standard microquasars and the outliers arises from different jet properties rather than from different accretion flows. In this aim we can relax the assumptions leading to Eq.(2) and Eq.(3).

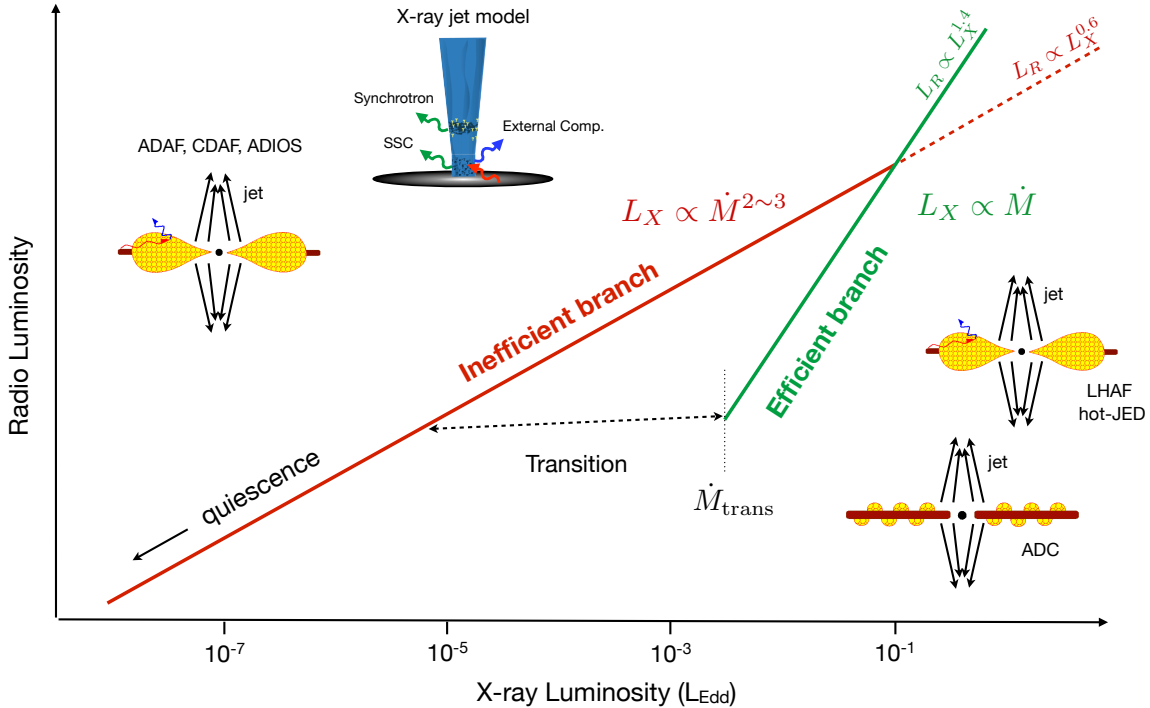
We can first consider that the fraction  $f_j$  (in  $Q_{\text{jet}} = f_j Q_{\text{accr}}$ ) of accretion energy injected into the jets is in fact dependent on the accretion rate. For simplicity, we will consider a linear dependence,  $f_j \propto \dot{M}$ . In that case, Eq.(3) becomes  $L_{\text{radio}} \propto L_X^{2.8/q}$ , which gives, for a radiatively inefficient accretion flow ( $q \sim 2$ ), the required relation.

Whether  $f_j$  is dependent or not on the accretion rate depends on the mass loading into the jet, the specific acceleration mechanism and the origin of the magnetic field. A detailed theoretical study is therefore required to address this issue, which is beyond the scope of this paper. However, as an example, if we consider the standard theories of magnetically driven jets, we note that the material is accelerated from a given region of the disc. The size of this region is usually considered as constant in the models (and is often the entire disc). But if we assume that, for any reason, this size increases with accretion rate, it would therefore introduce a dependency of  $f_j$  on  $\dot{M}$ .

Another parameter that could strongly influence the jet emission is the strength of the magnetic field embedded in the jet plasma. This will modify the synchrotron emission as a function of the jet power (Eq. 2). Pe'er & Casella (2009) presented a new model for jet emission in XRBs, in which they showed that the flux at the radio wavelengths depends on the value of the magnetic field in a nontrivial way. Above a critical value of the magnetic field, the outflowing electrons rapidly cool, very close to the jet base, leading to a strong suppression of the radio emission. Based on this results, Casella & Pe'er (2009) proposed that the outliers

<sup>4</sup> The coronal magnetic energy density is also dependent on  $f_c$  and determine the boundary conditions of the magnetic field at the base of the jet. This, in turn, will affect the scaling of the synchrotron radiation with the jet power.





**Figure 8.** A schematic drawing of the global radio/X-ray correlation for galactic black holes. The X-ray luminosity is expressed in terms of the Eddington luminosity for a  $10 M_{\odot}$  black hole. On this figure, we illustrate the case where the steep correlation of the outliers is a consequence of the coupling between a radiatively efficient accretion flow and a steady compact jet. We can then distinguish two branches in the radio/X-ray diagram of BHXBs, according to the efficiency of the accretion flow and the consequent scaling of the X-ray luminosity with the mass accretion rate. We also illustrate the possibility of a transition between branches below a critical accretion rate  $\dot{M}_{\text{trans}}$ . Some examples of models (figures adapted from Markoff et al. 2005 and M. Nowak) that could explain the accretion/ejection properties of each branch are also represented.

are sources with magnetic field above the critical value. Regarding our results, it could also be explained the transition at low luminosity we observe on Fig.6. If we consider that the magnetic field strength evolves throughout the outburst (e.g. with the accretion rate), the transition could be due to the magnetic field decreasing below the critical value, driving H1743–322 to the same level of radio emission as GX 339–4 and V404 Cyg. To our knowledge however, this model predicts a lower radio emission but the same radio/X-ray correlation slope as in the case of low magnetic field. It would be interesting if further developments of this model could also reproduce the correlation slope of 1.4 found at higher luminosity.

## 6 CONCLUSIONS

We studied in this work, the long term radio/X-ray correlation of the BHC H1743–322. This source belongs to a group of galactic black holes dubbed as outliers of the “universal” radio/X-ray correlation, for being located below the main  $L_{\text{Radio}} \propto L_X^{0.5-0.7}$  relation. We therefore concentrated our efforts to provide new constraints for the understanding of these sources. Our main conclusions can be summarised as follows:

(i) In the brightest phases of the hard state, we find a tight powerlaw correlation with a slope  $b = 1.38 \pm 0.03$ ,

between the radio flux from the compact jets and the non-thermal X-ray emission. This correlation is much steeper than usually found for black hole X-ray binaries and is the first precise measurement for an outlier.

(ii) When the source reaches luminosity below  $\sim 5 \times 10^{-3} L_{\text{Edd}} (M/10M_{\odot})^{-1}$ , we found evidence of a transition from the steep  $b \sim 1.4$  relation to the original  $b \sim 0.6$  correlation driven by e.g. V404 Cyg and GX 339–4.

From these results, we discuss several hypotheses that could explain the correlation index along with the transition toward the “universal” correlation:

(i) We first show that if the standard scaling,  $L_{\text{radio}} \propto \dot{M}^{1.4}$ , between the jet radio emission and the accretion rate is valid, then our results require a radiatively efficient accretion flow that dominates the X-ray emission in the hard state at high accretion rate. Ultimately, the flow has to become radiatively inefficient below a critical accretion rate, to account for the transition.

(ii) We also investigate the possibility that our results arise from the outflow properties of the source rather than from the accretion flow. We show in particular, that if we relax the assumption that the jet power is a fixed fraction of the accretion power and we consider this fraction linearly dependent on the accretion rate, we can obtain the required correlation with an inefficient accretion flow.

However, further investigations are needed now, to determine which fundamental parameter of the binary systems or their environments, can leads BXRBS, similar in appearance, to develop different accretion or ejection flows.

## ACKNOWLEDGMENTS

MC and SC would like to thank Julien Malzac, Pierre-Olivier Petrucci, Elmar Körding, Sera Markoff and Michiel van der Klis for useful discussions and Philip Edwards for prompt scheduling of the ATCA observations. The data on the 2009 outburst were collected by the JACPO T XRB collaboration, as part of an ongoing VLBA large project. In particular, the authors would like to acknowledge the roles played by Ron Remillard, Michael Rupen and Vivek Dhawan in this effort.

The research leading to these results has received partial funding from the European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under grant agreement number ITN 215212 Black Hole Universe. This research has made use of data obtained from the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC), provided by NASA's Goddard Space Flight Center. The ATCA is part of the Australia Telescope funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

## REFERENCES

- Abramowicz M. A., Chen X., Granath M., Lasota J., 1996, *ApJ*, 471, 762
- Beloborodov A. M., 1999, *ApJ*, 510, L123
- Blandford R. D., Begelman M. C., 1999, *MNRAS*, 303, L1
- Blandford R. D., Königl A., 1979, *ApJ*, 232, 34
- Brocksopp C., Corbel S., Fender R. P., Rupen M., Sault R., Tingay S. J., Hannikainen D., O'Brien K., 2005, *MNRAS*, 356, 125
- Cadolle Bel M., Ribó M., Rodriguez J., Chaty S., Corbel S., Goldwurm A., Frontera F., Farinelli R., D'Avanzo P., Tarana A., Ubertini P., Laurent P., Goldoni P., Mirabel I. F., 2007, *ApJ*, 659, 549
- Capitanio F., Belloni T., Del Santo M., Ubertini P., 2009, *MNRAS*, 398, 1194
- Capitanio F., Ubertini P., Bazzano A., Kretschmar P., Zdziarski A. A., Joinet A., Barlow E. J., Bird A. J., Dean A. J., Jourdain E., Cesare G. D., Santo M. D., Natalucci L., Bel M. C., Goldwurm A., 2005, *ApJ*, 622, 503
- Casella P., Pe'er A., 2009, *ApJ*, 703, L63
- Combet C., Ferreira J., 2008, *A&A*, 479, 481
- Corbel S., Fender R. P., 2002, *ApJ*, 573, L35
- 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., Nowak M., McIntyre V., Durouchoux P., Sood R., 2000, *A&A*, 359, 251
- Corbel S., Kaaret P., Fender R. P., Tzioumis A. K., Tomsick J. A., Orosz J. A., 2005, *ApJ*, 632, 504
- Corbel S., Kaaret P., Jain R. K., Bailyn C. D., Fender R. P., Tomsick J. A., Kalemci E., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Miller J. M., McCollough M. L., 2001, *ApJ*, 554, 43
- Corbel S., Körding E., Kaaret P., 2008, *MNRAS*, 389, 1697
- Corbel S., Nowak M. A., Fender R. P., Tzioumis A. K., Markoff S., 2003, *A&A*, 400, 1007
- Corbel S., Tzioumis T., Coriat M., Brocksopp C., Fender R., 2008, *The Astronomer's Telegram*, 1766, 1
- Coriat M., Corbel S., Buxton M. M., Bailyn C. D., Tomsick J. A., Körding E., Kalemci E., 2009, *MNRAS*, 400, 123
- Di Matteo T., Celotti A., Fabian A. C., 1999, *MNRAS*, 304, 809
- Esin A. A., Narayan R., Ostriker E., Yi I., 1996, *ApJ*, 465, 312
- Falcke H., Biermann P. L., 1995, *A&A*, 293, 665
- Falcke H., Körding E., Markoff S., 2004, *A&A*, 414, 895
- Fender R., 2006, *Jets from X-ray binaries. Compact stellar X-ray sources*, pp 381–419
- Fender R., Corbel S., Tzioumis T., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Nowak M., Sood R., Hunstead R., Harmon A., Durouchoux P., Heindl W., 1999, *ApJ*, 519, L165
- Fender R., Gallo E., Russell D., 2010, *ArXiv e-prints*
- Fender R. P., Belloni T. M., Gallo E., 2004, *MNRAS*, 355, 1105
- Fender R. P., Hendry M. A., 2000, *MNRAS*, 317, 1
- Fender R. P., Homan J., Belloni T. M., 2009, *MNRAS*, 396, 1370
- Fender R. P., Kuulkers E., 2001, *MNRAS*, 324, 923
- Ferreira J., 2002, in J. Bouvier & J.-P. Zahn ed., *EAS Publications Series Vol. 3 of EAS Publications Series, Theory of magnetized accretion discs driving jets*. pp 229–277
- Ferreira J., 2008, *New Astronomy Review*, 52, 42
- Ferreira J., Petrucci P., Henri G., Saugé L., Pelletier G., 2006, *A&A*, 447, 813
- Galeev A. A., Rosner R., Vaiana G. S., 1979, *ApJ*, 229, 318
- Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *MNRAS*, 344, 60
- Haardt F., Maraschi L., 1991, *ApJ*, 380, L51
- Hannikainen D. C., Hunstead R. W., Campbell-Wilson D., Sood R. K., 1998, *A&A*, 337, 460
- Heinz S., Sunyaev R. A., 2003, *MNRAS*, 343, L59
- Hjellming R. M., Johnston K. J., 1981, *Nature*, 290, 100
- Hjellming R. M., Johnston K. J., 1988, *ApJ*, 328, 600
- Homan J., Belloni T., 2005, *Ap&SS*, 300, 107
- Homan J., Buxton M., Markoff S., Bailyn C. D., Nespoli E., Belloni T., 2005, *ApJ*, 624, 295
- Homan J., Miller J. M., Wijnands R., van der Klis M., Belloni T., Steeghs D., Lewin W. H. G., 2005, *ApJ*, 623, 383
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O'Brien K., 2003, *ApJ*, 583, L95
- Hynes R. I., Steeghs D., Casares J., Charles P. A., O'Brien K., 2004, *ApJ*, 609, 317
- Ichimaru S., 1977, *ApJ*, 214, 840
- Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y., Rots A. H., Stark M. J., Swank J. H., Strohmayer T. E., Zhang W., 2006, *ApJS*, 163, 401
- Jain R. K., Bailyn C. D., Orosz J. A., McClintock J. E., Remillard R. A., 2001, *ApJ*, 554, L181
- Joinet A., Jourdain E., Malzac J., Roques J. P., Schönfelder V., Ubertini P., Capitanio F., 2005, *ApJ*, 629, 1008
- Jonker P. G., Miller-Jones J., Homan J., Gallo E., Rupen



- M., Tomsick J., Fender R. P., Kaaret P., Steeghs D. T. H., Torres M. A. P., Wijnands R., Markoff S., Lewin W. H. G., 2010, *MNRAS*, 401, 1255
- Kalemci E., Tomsick J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Corbel S., Kaaret P., 2006, *ApJ*, 639, 340
- Kalemci E., Tomsick J. A., Yamaoka K., Ueda Y., 2008, *ATel*, 1348
- Kaluziński L. J., Holt S. S., 1977, *IAU Circ.*, 3099, 3
- Körding E., Falcke H., Corbel S., 2006, *A&A*, 456, 439
- Krimm H. A., Barthelmy S. D., Baumgartner W., Cummings J., Fenimore E., Gehrels N., Markwardt C. B., Palmer D., Parsons A., Sakamoto T., Skinner G., Tueller J., Ukwatta T., 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2058, 1
- Lutovinov A., Revnivtsev M., Molokov S., Sunyaev R., 2005, *A&A*, 430, 997
- Malzac J., Belmont R., Fabian A. C., 2009, *MNRAS*, 400, 1512
- Malzac J., Beloborodov A. M., Poutanen J., 2001, *MNRAS*, 326, 417
- 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, 1203
- Markwardt C. B., Swank J. H., 2003, *ATel*, 133
- McClintock J. E., Remillard R. A., 2006, *Black hole binaries. Compact stellar X-ray sources*, pp 157–213
- McClintock J. E., Remillard R. A., Rupen M. P., Torres M. A. P., Steeghs D., Levine A. M., Orosz J. A., 2009, *ApJ*, 698, 1398
- Merloni A., 2003, *MNRAS*, 341, 1051
- Merloni A., Fabian A. C., 2002, *MNRAS*, 332, 165
- Merloni A., Heinz S., di Matteo T., 2003, *MNRAS*, 345, 1057
- Migliari S., Fender R. P., 2006, *MNRAS*, 366, 79
- Miller J. M., Raymond J., Homan J., Fabian A. C., Steeghs D., Wijnands R., Rupen M., Charles P., van der Klis M., Lewin W. H. G., 2006, *ApJ*, 646, 394
- Miller-Jones J. C. A., Jonker P. G., Dhawan V., Brisken W., Rupen M. P., Nelemans G., Gallo E., 2009, *ApJ*, 706, L230
- Miller-Jones J. C. A., Sivakoff G. R., Altamirano D., Tudose V., Migliari S., Dhawan V., Fender R. P., Garrett M., et al. 2010, *ApJ*, 716, L109
- Mirabel I. F., Rodríguez L. F., 1994, *Nature*, 371, 46
- Muno M. P., Belloni T., Dhawan V., Morgan E. H., Remillard R. A., Rupen M. P., 2005, *ApJ*, 626, 1020
- Narayan R., Yi I., 1994, *ApJ*, 428, L13
- Parmar A. N., Kuulkers E., Oosterbroek T., Barr P., Much R., Orr A., Williams O. R., Winkler C., 2003, *A&A*, 411, L421
- Pe'er A., Casella P., 2009, *ApJ*, 699, 1919
- Prat L., Rodríguez J., Cadolle Bel M., Kuulkers E., Hanke M., Tomsick J., Corbel S., Coriat M., Wilms J., Goldwurm A., 2009, *A&A*, 494, L21
- Rodríguez J., Cadolle Bel M., Tomsick J. A., Corbel S., Brocksopp C., Paizis A., Shaw S. E., Bodaghee A., 2007, *ApJ*, 655, L97
- Rodríguez J., Hannikainen D. C., Shaw S. E., Pooley G., Corbel S., Tagger M., Mirabel I. F., Belloni T., Cabanac C., Cadolle Bel M., Chenevez J., Kretschmar P., Lehto H. J., Paizis A., Varnière P., Vilhu O., 2008, *ApJ*, 675, 1436
- Rodríguez J., Shaw S. E., Hannikainen D. C., Belloni T., Corbel S., Cadolle Bel M., Chenevez J., Prat L., Kretschmar P., Lehto H. J., Mirabel I. F., Paizis A., Pooley G., Tagger M., Varnière P., Cabanac C., Vilhu O., 2008, *ApJ*, 675, 1449
- Rupen M. P., Dhawan V., Mioduszewski A. J., 2008a, *The Astronomer's Telegram*, 1352, 1
- Rupen M. P., Dhawan V., Mioduszewski A. J., 2008b, *The Astronomer's Telegram*, 1384, 1
- Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Dhawan V., 2004, *The Astronomer's Telegram*, 314, 1
- Rupen M. P., Mioduszewski A. J., Dhawan V., 2005, *The Astronomer's Telegram*, 575, 1
- Russell D. M., Fender R. P., Hynes R. I., Brocksopp C., Homan J., Jonker P. G., Buxton M. M., 2006, *MNRAS*, 371, 1334
- Russell D. M., Maccarone T. J., Körding E. G., Homan J., 2007, *MNRAS*, 379, 1401
- Russell D. M., Maitra D., Dunn R. J. H., Markoff S., 2010, *MNRAS*, in press (arXiv:1002.3729)
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-Interscience, New York, p. 395
- Sault R. J., Teuben P. J., Wright M. C. H., 1995, in R. A. Shaw, H. E. Payne, & J. J. E. Hayes ed., *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV Vol. 77 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, A Retrospective View of MIRIAD*. pp 433–+
- Sault R. J., Wieringa M. H., 1994, *A&AS*, 108, 585
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337
- Soleri P., Fender R. P., Tudose V., Maitra D., Bell M., Linares M., Altamirano D., Wijnands R., Belloni T., Casella P., Miller-Jones J. C. A., Muxlow T., Klein-Wolt M., Garrett M., van der Klis M., 2010, *MNRAS*, in press (arXiv:1004.1066)
- Swank J., 2004, *The Astronomer's Telegram*, 301, 1
- Tanaka Y., Shibasaki N., 1996, *ARA&A*, 34, 607
- Tomsick J. A., Corbel S., Goldwurm A., Kaaret P., 2005, *ApJ*, 630, 413
- Tudose V., Fender R. P., Linares M., Maitra D., van der Klis M., 2009, *MNRAS*, 400, 2111
- van der Klis M., 2006, *Rapid X-ray Variability. Compact stellar X-ray sources*, pp 39–112
- Xue Y. Q., Cui W., 2007, *A&A*, 466, 1053
- Yamaoka K., et al. 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2364, 1
- Yuan F., 2001, *MNRAS*, 324, 119
- Yuan F., Peng Q., Lu J., Wang J., 2000, *ApJ*, 537, 236
- Yuan F., Taam R. E., Xue Y., Cui W., 2006, *ApJ*, 636, 46
- Yuan F., Zdziarski A. A., 2004, *MNRAS*, 354, 953

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



### A.3 RADIO OBSERVATIONS OF NGC 6388 : AN UPPER LIMIT ON THE MASS OF ITS CENTRAL BLACK HOLE





# Radio observations of NGC 6388: an upper limit on the mass of its central black hole

D. Cseh,<sup>1\*</sup> P. Kaaret,<sup>2</sup> S. Corbel,<sup>1</sup> E. Körding,<sup>1</sup> M. Coriat,<sup>1</sup> A. Tzioumis<sup>3</sup> and B. Lanzoni<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Astrophysique des Interactions Multi-echelles (UMR 7158), CEA/DSM-CNRS-Universite Paris Diderot, CEA Saclay, F-91191 Gif sur Yvette, France

<sup>2</sup>Department of Physics and Astronomy, University of Iowa, Van Allen Hall, Iowa City, IA 52242, USA

<sup>3</sup>Australia Telescope National Facility, CSIRO, PO Box 76, Epping, NSW 1710, Australia

<sup>4</sup>Dipartimento di Astronomia, Universita' degli Studi di Bologna, via Ranzani 1, I- 40127 Bologna, Italy

Accepted 2010 March 22. Received 2010 March 22; in original form 2010 February 16

## ABSTRACT

We present the results of deep radio observations with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) of the globular cluster NGC 6388. We show that there is no radio source detected (with an rms noise level of  $27 \mu\text{Jy}$ ) at the cluster centre of gravity or at the locations of any of the *Chandra* X-ray sources in the cluster. Based on the fundamental plane of accreting black holes which is a relationship between X-ray luminosity, radio luminosity and black hole mass, we place an upper limit of  $\sim 1500 M_{\odot}$  on the mass of the putative intermediate-mass black hole located at the centre of NGC 6388. We discuss the uncertainties of this upper limit and the previously suggested black hole mass of  $5700 M_{\odot}$  based on surface density profile analysis.

**Key words:** accretion, accretion disks – black hole physics – globular clusters: general – globular clusters: individual: NGC 6388 – radio continuum: general.

## 1 INTRODUCTION

Following the early discoveries of X-ray sources in globular clusters in the mid-1970s (Clark 1975; Clark, Markert & Li 1975), it was proposed that the X-ray emission of these clusters was due to accretion of intracluster material released by stellar mass loss on to central black holes (Bahcall & Ostriker 1975; Silk & Arons 1975). This started a debate about whether globular clusters contain black holes of intermediate masses (i.e. greater than the  $\sim 30 M_{\odot}$  limit for black holes formed through normal single star evolution, but less than the  $10^5 M_{\odot}$  seen in the smallest galactic nuclei).

The difficulties of stellar dynamics have prompted a search for accretion constraints on the presence of intermediate-mass black holes. As pointed out by Maccarone (2004) and Maccarone, Fender & Tzioumis (2005), deep radio searches may be a very effective way to detect intermediate-mass black holes in globular clusters and related objects. Indeed, for a given X-ray luminosity, supermassive mass black holes produce far more radio luminosity than stellar-mass black holes. The relation between black hole mass and X-ray and radio luminosity empirically appears to follow a ‘fundamental plane’, in which the ratio of radio to X-ray luminosity increases as the  $\sim 0.8$  power of the black hole mass (Falcke & Biermann 1996, 1999; Merloni, Heinz & Di Matteo 2003; Falcke, Körding &

Markoff 2004). Also, as the luminosity of accretion on to a black hole decreases, the ratio of radio to X-ray power increases (Corbel et al. 2003; Gallo, Fender & Pooley 2003).

Accretion theory suggests that the Bondi–Hoyle rate (Bondi & Hoyle 1944) overestimates the actual accretion rate by 2–3 orders of magnitude; e.g. Perna et al. (2003). Thus, the X-ray luminosities from accretion of the interstellar medium by intermediate-mass black holes in globular clusters are likely to be well below detection limits of current X-ray observatories. Considering the prediction of Miller & Hamilton (2002), that the black holes should have about 0.1 per cent of the total cluster mass, the radio luminosities of the brightest cluster central black holes may be detectable with existing instrumentation (Maccarone 2004).

Several methods have been considered for proving the existence of these intermediate-mass black holes (in the  $10^2$ – $10^4 M_{\odot}$  range), but to date there is no conclusive evidence for their existence. Searches for radio emission from globular clusters have mostly yielded only upper limits (Maccarone et al. 2005; De Rijcke, Buyle & Dejonghe 2006; Bash et al. 2008). Although, the cluster G1 in M31 seems to have evidence for harbouring an intermediate-mass black hole (Ulvestad, Greene & Ho 2007), including radio detection.

However, beyond globular clusters, there are other possibilities for intermediate-mass black holes. They may be produced in the core collapses of  $\sim 100$ – $1000 M_{\odot}$  Population III stars; see, e.g. Fryer et al. (2001). Other good candidates for hosting intermediate-mass black holes are thought to be young dense star

\*E-mail: david.cseh@cea.fr

clusters (Portegies Zwart & McMillian 2002; Gürkan, Freitag & Rasio 2004; Portegies et al. 2004) and ultraluminous X-ray sources, whose X-ray luminosities well exceed the Eddington luminosity of a  $10\text{-}M_{\odot}$  compact object; for more details, see Kaaret et al. (2001), Zampieri & Roberts (2009).

The main evidence favouring an intermediate-mass black hole in NGC 6388 is that the observed surface density profile has a power-law shape with a slope  $\alpha = -0.2$  in the inner 1 arcsec of the cluster. This slope is shallower than expected for a post-core-collapse cluster and is consistent with the presence of an intermediate-mass black hole (Baumgardt, Makino & Hut 2005; Miocchi 2007). The surface density profile provided an estimated mass of  $5700 \pm 500 M_{\odot}$  (Lanzoni et al. 2007) for the central black hole in NGC 6388 and it motivated us to propose radio observations of the source.

Here, we report on radio observations with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) of NGC 6388 that led to an upper limit on the mass of the putative intermediate-mass black hole located at the centre of NGC 6388. In Section 2, we describe the analysis of an archival *Chandra* observation and our new ATCA radio observations of NGC 6388. In Section 3, we describe the results of the X-ray and radio observations. Then we discuss, in Section 4, the methodology for setting an upper limit on the mass of a central black hole in NGC 6388 and the uncertainties.

## 2 OBSERVATIONS AND ANALYSIS

### 2.1 *Chandra* observation

NGC 6388 was observed with the Chandra X-Ray Observatory (Weisskopf et al. 2002) using the Advanced CCD Imaging Spectrometer spectroscopy array (ACIS-S) in imaging mode. The *Chandra* observation (ObsID 5055; PI Haldan Cohn) began on 2005 April 21 02:28:32 UT and had a useful exposure of 45.2 ks. Although an analysis of the *Chandra* data was recently published by Nucita et al. (2008), we improved the localization of the X-ray sources at the centre of the cluster by removing the pixel randomization.<sup>1</sup>

The *Chandra* data were subjected to standard data processing (CIAO version 4.1.2 using CALDB version 4.1.4) and then reprocessed to remove pixel randomization because we are interested in sources in the crowded region near the cluster centre. We also applied an aspect correction as described on *Chandra* aspect web pages<sup>2</sup>. The total event rate on the S3 chip was less than  $1.7\text{c s}^{-1}$  throughout the observation indicating there were no strong background flares.

### 2.2 ATCA observations

We observed NGC 6388 with the Australia Telescope Compact Array in configuration 6D (baselines up to 6 km) between 24 and 28 December 2008. The data were obtained simultaneously at 8384 and 9024 MHz and at 18 496 and 18 624 MHz with 16 and 17 h on-source integration time, respectively. We observed in phase-reference mode; the phase calibrator was 1740-517 and the primary calibrator was PKS 1934-638. The data reduction was performed using the MIRIAD software package (Sault, Teuben & Wright 1995) in a standard way.

<sup>1</sup> <http://cxc.harvard.edu/ciao3.4/threads/acispixrand/>

<sup>2</sup> [http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/arcsec\\_correction/index.html#calc\\_corr](http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/arcsec_correction/index.html#calc_corr)

**Table 1.** X-ray sources in the core of NGC 6388.

	S/N	RA	DEC	Counts
1	17.7	17 36 17.683	−44 44 16.78	439
2	13.9	17 36 16.941	−44 44 9.90	289
3	10.3	17 36 17.332	−44 44 8.36	237
4	8.6	17 36 18.184	−44 43 59.53	114
5	8.1	17 36 17.518	−44 43 57.17	102
6	8.1	17 36 16.625	−44 44 23.43	130
7	7.1	17 36 17.312	−44 44 7.10	157
8	6.9	17 36 17.010	−44 44 3.06	84
9	6.8	17 36 17.243	−44 44 10.38	87
10	6.1	17 36 17.119	−44 44 12.83	77
11	5.3	17 36 17.161	−44 44 1.92	61
12	4.5	17 36 17.188	−44 44 7.61	69
13	4.4	17 36 17.346	−44 43 53.73	36
14	4.2	17 36 18.053	−44 44 4.30	32
15	4.1	17 36 17.401	−44 44 3.19	30
16	3.7	17 36 16.872	−44 44 12.85	35
17	3.6	17 36 17.325	−44 43 57.21	23
18	3.4	17 36 17.051	−44 44 12.44	41

## 3 RESULTS

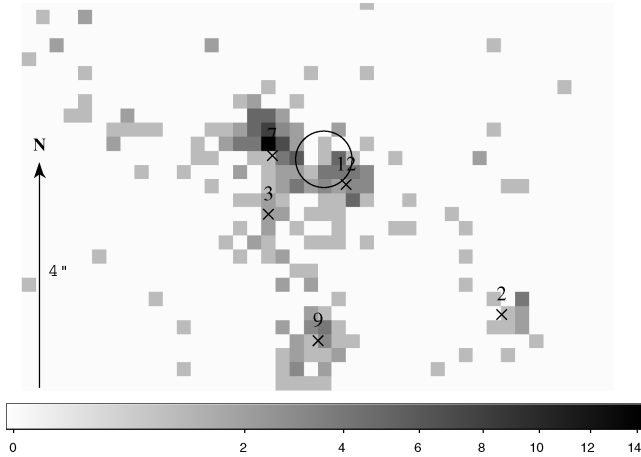
### 3.1 *Chandra* imaging

We first constructed an image of the full area viewed by the ACIS-S3 chip using all valid events in the 0.3–8 keV band. The *Chandra* aspect uncertainty is 0.6 arcsec at 90 per cent confidence.<sup>3</sup> To attempt to improve on this we searched for X-ray sources with counterparts (Kaaret 2002) in the 2MASS catalogue of infrared sources with a J magnitude brighter than 14 (Skrutskie et al. 2006). We excluded sources within 40 arcsec of the cluster centre due to the source crowding in that region. We choose X-ray sources which are likely foreground stars by selecting those with soft spectra (Kong 2007), specifically those with more counts in the 0.5–1.5 keV band than in the 1.5–6 keV band (Grindlay et al. 2001). There are 10 such sources with a detection significant above  $3\sigma$ . Of these 10, one at  $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}36^{\text{m}}4^{\text{s}}55$ ,  $\delta_{J2000} = -44^{\circ}45'24''.2$  is located within 0.23 arcsec of a 2MASS source and a second at  $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}36^{\text{m}}25^{\text{s}}99$ ,  $\delta_{J2000} = -44^{\circ}47'53''.3$  is within 0.37 arcsec of a 2MASS source. There are 636 such 2MASS sources in the search area of  $2.25 \times 10^5 \text{ m}^2$ . With 10 X-ray sources, the probability of one chance overlap within 0.4 arcsec is 0.0014 and the probability of two chance overlaps is  $2 \times 10^{-4}$ . Thus, the *Chandra* astrometry appears to be accurate to within 0.4 arcsec.

We then constructed images of a  $38\text{ arcsec} \times 38\text{ arcsec}$  region centred on the cluster core with pixels which are  $0.25\text{ arcsec} \times 0.25\text{ arcsec}$  in the 0.3–8 and 2–10 keV bands. We searched for sources in the 0.3–8 keV image using the *celldetect* tool in CIAO. A list of detected sources with significance of  $3\sigma$  or higher is given in Table 1.

Table 1 includes for each source: the source number; S/N, the significance of the source detection as calculated by *celldetect*; RA and DEC, the position of the source in J2000 coordinates – note that while the relative positions should be accurate to 0.2 arcsec, there is an 0.4-arcsec overall astrometric uncertainty; Counts, total counts in the 0.3–8 keV band.

<sup>3</sup> <http://cxc.harvard.edu/cal/ASPECT/celmon>



**Figure 1.** X-ray image of the core of NGC 6388 in the 2–10 keV band with pixel size of 0.25 arcsec. The grey-scale indicates X-ray intensity and ranges from 0 to 14 counts per pixel. The crosses mark the positions of X-ray sources listed in Table 1. The circle indicates the error circle for the cluster centre of gravity including the uncertainty relative to the *Chandra* reference frame.

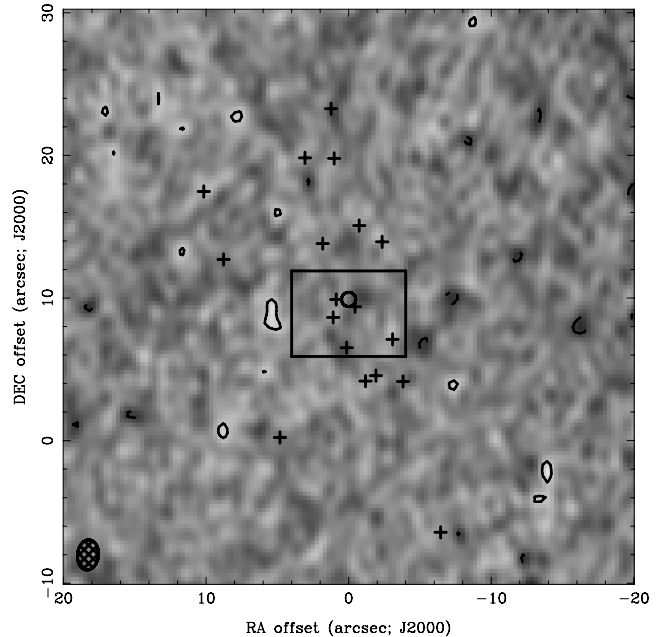
Fig. 1 shows an X-ray image of the core of NGC 6388 in the 2–10 keV band with the position of the cluster centre of gravity,  $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}36^{\text{m}}17^{\text{s}}.23$ ,  $\delta_{J2000} = -44^{\circ}44'7''.1$  (Lanzoni et al. 2007), superimposed. The radius of the circle is 0.5 arcsec which is equal to the sum in quadrature of the *Chandra* aspect uncertainty of 0.4 arcsec (see above) and the uncertainty of 0.3 arcsec in the position of the centre of gravity. Two of the *Chandra* sources lie near the centre of gravity error circle. The error circle for source #12 overlaps the edge. Source #7 lies 0.9 arcsec from the centre of gravity. If we use the coordinates calculated from the 2–10 keV image (and not 0.3–8 keV as above), then source #12 moves inside the centre of gravity error circle, while source #7 moves further away.

### 3.2 X-ray spectra of source 12 and 7

We extracted X-ray spectra for these two sources using circular extraction regions with radii of 1.5 pixels centred on the coordinates given in Table 1. The extraction radius is smaller than usual for *Chandra* sources, but this is necessary given the source crowding. The 80 per cent encircled power radius is  $\sim 0.7$  arcsec<sup>4</sup> thus, the measured source fluxes were increased by a factor of 1.2 to account for the flux outside the extraction region. We fitted the X-ray spectra using the *Sherpa* spectral fitting package and response matrices calculated using the *mkacismf* tool in *CIAO*. We used the  $\chi^2$ -Gehrels statistic to evaluate the goodness of fit due to the low numbers of counts in some spectral bins.

A good fit,  $\chi^2/\text{DoF} = 2.9/8$ , was obtained for source #12 with an absorbed power-law spectrum with a photon index,  $\Gamma = 1.90 \pm 0.45$  and an equivalent hydrogen absorption column density of  $N_{\text{H}} = (3.8 \pm 1.8) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . The absorbed flux in the 0.3–8 keV band was  $2.4 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and the unabsorbed flux was  $4.0 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the 0.3–8 keV band and  $2.15 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the 2–10 keV band.

An absorbed power law provided a good fit for the spectrum of source #7,  $\chi^2/\text{DoF} = 7.8/16$ . The best-fitting parameters were a photon index,  $\Gamma = 1.66 \pm 0.27$  and an equivalent hydrogen



**Figure 2.** The naturally weighted *ATCA* image of NGC 6388 combined at 8.4 and 9 GHz. The positive contour levels increase by a factor of 2. The first contours are drawn at  $-81$  and  $81 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ . (There are no higher contours than the first ones). The beam size is  $2.1 \times 1.5$  arcsec at a position angle of  $6^\circ$ . The central circle indicates the cluster centre of gravity at  $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}36^{\text{m}}17^{\text{s}}.23$ ,  $\delta_{J2000} = -44^{\circ}44'7''.1$  with a radius  $0.5''$  of the uncertainty. The crosses mark the positions of the *Chandra* sources. The rectangle indicates the *Chandra* image showed previously.

absorption column density of  $N_{\text{H}} = (3.5 \pm 1.3) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . The lower bound on  $N_{\text{H}} = 2.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  was fixed to the Galactic  $\text{H I}$  column density along the line of sight. The absorbed flux in the 0.3–8 keV band was  $4.8 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and the unabsorbed flux was  $6.9 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the 0.3–8 keV band and  $4.6 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the 2–10 keV band.

### 3.3 Radio non-detection

After reduction of the *ATCA* radio data, we found there are no radio sources detected in association with the cluster centre of gravity nor at the locations of any of the *Chandra* X-ray sources within the cluster (Fig. 2). We assumed a flat spectrum (as likely for a low-luminosity accreting black hole) in order to combine the data sets to achieve the best noise level. In naturally weighted maps, by combining 8.4- and 9-GHz data the rms noise level was  $27 \mu\text{Jy}$  and by combining 18.5- and 18.6-GHz data the rms was  $54 \mu\text{Jy}$ . Combining all of the data sets did not lead to better rms as the higher-frequency data is more noisy. Therefore, our best achieved rms noise level at radio frequencies is  $27 \mu\text{Jy}$ .

## 4 DISCUSSION

Considering the best achieved rms value obtained from our *ATCA* radio observations and adopting a  $3\sigma$  upper limit, the upper limit on the radio flux of any (undetected) source is estimated to  $F_{\text{R}} < 81 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ . The distance of NGC 6388 was adopted from Dalessandro et al. (2008) with the value of  $13.2 \pm 1.2$  kpc. Therefore, we obtained an upper limit for the radio luminosity of the putative intermediate mass black hole in NGC 6388 of  $L_{\text{R}} < 8.4 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1}$  at 5 GHz ( $L_{\text{R}} = \nu F_{\nu}$ , where we assumed a

<sup>4</sup> <http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/pdf/MPOG.pdf>; page 93; figure 6.7

flat radio spectrum, as is likely for a low-luminosity accreting black hole).

Previously, Nucita et al. (2008) found that three of the *Chandra* sources (# 12, 7 and 3) coincide with the cluster centre of gravity. They did not attempt to spatially resolve these three sources and therefore obtained one averaged spectra for the three sources. After reanalysing the data and removing the pixel randomization, we find that only one source (#12) is consistent with the location of the centre of gravity (see Section 3.1). In addition, we successfully measured the spectrum of each source individually. The unabsorbed X-ray flux of source #12 is  $F_X = 4.0 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , and the corresponding X-ray luminosity is  $L_X = 8.3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  in the 0.3–8 keV band. We will use this value in all subsequent analyses.

#### 4.1 Nature of the innermost X-ray sources

A study of the colour–colour diagram of the X-ray sources throughout the cluster revealed that most of them seem to be low-mass X-ray binary, one source is probably a high-mass X-ray binary and four others are soft sources (Nucita et al. 2008). Nucita et al. (2008) treated the three central *Chandra* sources as one and noted that the difference between the X-ray flux of these sources measured by *XMM-Newton* in 2003 versus by *Chandra* in 2005 is a factor of only 1.11. This may indicate that variability of the X-ray sources is small, but there are only two observations.

From our X-ray data analysis, we managed to localize three separate sources in the centre of the cluster. We studied their X-ray colours and used the source classification method of Jenkins et al. (2005). This revealed that source #3 is very soft, probably a cataclysmic variable. Source #7 seems to be an X-ray binary and source #12 is either an absorbed source or an X-ray binary.

The X-ray luminosity of source #12 is consistent with the accretion luminosity of even a  $10\text{-}M_\odot$  black hole in quiescence. On the basis of the X-ray spectra, there is no real clue to distinguish between an intermediate-mass black hole and low-mass X-ray binary. Source #12 has a power-law spectrum with  $\Gamma \approx 1.9$  which is consistent with the spectra of quiescent stellar-mass BH which have  $\Gamma \approx 2.0$  (Corbel, Tomsick & Kaaret 2006; Corbel, Koerding & Kaaret 2008), but is also consistent with the spectrum expected from a quiescent intermediate-mass black hole. Thus, the localization, the source categorization of Jenkins et al. (2005), and the X-ray spectrum all favour source #12 as the best candidate to be subjected upon further analysis as a potential intermediate mass black hole.

#### 4.2 Upper limit on mass of the central black hole

The fundamental plane of accreting black holes is a relationship between X-ray luminosity, radio luminosity and black hole mass (Merloni et al. 2003; Falcke et al. 2004). The relations between mass accretion rate and radio luminosity has been studied for black hole X-ray binaries and low-luminosity active galactic nuclei. It is found that the X-ray luminosity is uniquely determined by the black hole mass and radio luminosity via a linear equation in logarithmic space. This relationship is referred to as ‘the black hole fundamental plane’. It is valid for hard state objects, i.e. for objects accreting at low Eddington value. This relation requires radiatively inefficient accretion, like advection-dominated or jet-dominated accretion flows.

If one investigates in more detail whether the X-ray source satisfies the criteria for radiative inefficiency, as required for application of the fundamental plane (Körding, Falcke & Corbel 2006a), we can conclude that even if  $M = 10M_\odot$ , the ratio of X-ray luminosity

to Eddington luminosity,  $L_X/L_{\text{Edd}} \simeq 10^{-6}$ . So, the source needs to be accreting at a low Eddington-rate. Taking this into account and assuming that the central source is a black hole, we can set constraints on the mass of the black hole using the relationship found by Merloni et al. (2003):

$$\log M = 1.28 \log L_R - 0.76 \log L_X - 9.39 \quad (1)$$

or the similar relation found by Körding et al. (2006a):

$$\log M = 1.55 \log L_R - 0.98 \log L_X - 9.95. \quad (2)$$

We note that the relation (equation 2) found by Körding et al. (2006a), which considered flat spectrum, low-luminosity radio sources, such as those we expect in the centre of dwarf galaxies or globular clusters, more likely reflects the present case. However, equation (1) provides results that are consistent within the uncertainties. As equation (2) gives a higher mass and has less scatter than equation (1) (even than the equation found by Gültekin et al. 2009), we use the value given by equation (2) in all subsequent analyses.

Inserting the measured X-ray luminosity ( $L_X$ ) of source #12 and the measured upper limit on its radio luminosity ( $L_R$ ) into equation (2) leads to an upper limit for the mass  $M$  of the central black hole of  $< 735 M_\odot$ . However, we must consider the intrinsic scatter in the measured fundamental plane relation of 0.12 dex ( $\sim 32$  per cent) within one  $\sigma$  (and the uncertainty of the distance). Therefore, the result is  $M < 735 \pm 244 M_\odot$ . We adopt the  $3\sigma$  upper limit,  $\approx 1500 M_\odot$ , as a conservative limit on the black hole mass.

If source #7 actually lies at the cluster centre of gravity instead source #12, then we note that source #7 has a harder spectrum than #12, being still consistent with a low-luminosity accreting black hole and that the difference between their X-ray flux is a factor of 2. Thus, this would not change the results described above. If none of the X-ray sources is associated with the cluster centre of gravity, then we cannot use the fundamental plane to obtain a limit on the black hole mass.

#### 4.3 Bondi–Hoyle accretion and comparison with G1

In this section, we investigate in more detail the consistency of the X-ray emission of source #12 with Bondi–Hoyle accretion and compare NGC 6388 with the cluster G1. For a black hole of mass  $M$  moving with velocity  $v$  through gas with hydrogen number density  $n$  and sound speed  $c_s$ , the expected accretion rate via the Bondi–Hoyle process (Bondi & Hoyle 1944) is

$$\dot{M} \simeq 4\pi(GM)^2 m_p n (v^2 + c_s^2)^{-3/2}, \quad (3)$$

where  $m_p$  is the proton mass (Pooley & Rappaport 2006). The expected X-ray luminosity is then

$$L_X \simeq \epsilon \eta \dot{M} c^2 \quad (4)$$

and parametrized for NGC 6388 is

$$L_X \simeq \epsilon \eta \times 8.8 \times 10^{36} \left( \frac{M_{\text{BH}}}{10^3 M_\odot} \right)^2 \left( \frac{V}{15 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-3} \left( \frac{n}{0.1} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (5)$$

where  $V$  denotes  $(v^2 + c_s^2)^{1/2}$ ,  $\epsilon$  is the efficiency for converting accreted mass to radiant energy in the accretion flow of the black hole and  $\eta$  indicates the fraction of the Bondi–Hoyle accretion rate that is accreted by the black hole.

The intracluster gas density can vary in the  $\sim 0.1\text{--}1 \text{ cm}^{-3}$  range (Pooley & Rappaport 2006). For NGC 6388 the gas density is not



measured. Ionized gas with an electron density of  $n \simeq 0.1 \text{ cm}^{-3}$  has been detected in the globular cluster 47 Tuc (Freire et al. 2001). Recent studies on their stellar populations find similar ages for NGC 6388 as 47 Tuc (Moretti et al. 2009), therefore we set  $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  for NGC 6388. However, a higher gas content may be expected for NGC 6388 (Scott & Rose 1975). We also set  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$  and  $c_s = 15 \text{ km s}^{-1}$ .

Now, the key factors determining the luminosity are the radiative efficiency of accretion ( $\epsilon$ ) and the fraction of Bondi–Hoyle accretion rate that reaches the black hole ( $\eta$ ). Considering our previously obtained  $3\sigma$  upper limit on mass of  $\sim 1500 M_\odot$  and taking  $\eta = 1$ , we find that the lowest allowed radiative efficiency is  $\epsilon \simeq 10^{-4}$ ; similar values have been found for other systems in the radiatively inefficient regime (Fender, Gallo & Jonker 2003; Körding, Fender & Migliari 2006b). The highest value of radiative efficiency can be taken as 0.1, i.e. for a radiatively efficient Schwarzschild black hole. So,  $\epsilon$  can vary in the  $[10^{-4}, 0.1]$  range.

Perna et al. (2003) showed that the lack of detection of isolated neutron stars accreting from interstellar medium implies a fraction of Bondi-accretion of the order of  $10^{-3}$ – $10^{-2}$ ; see also (Pellegrini 2005). However, there is evidence that the central black hole of globular clusters can accrete at a higher fraction of the Bondi-rate than suggested by Perna et al. (2003).

G1 is an enigmatic star cluster in M31 thought by some to be a globular cluster, but by others to be the core of a stripped dwarf galaxy (Meylan et al. 2001) and contains multiple stellar populations. Dynamical evidence in G1 suggested the presence of a  $20\,000\text{-}M_\odot$  black hole (Gebhardt, Rich & Ho 2002, 2005). X-ray observations revealed an X-ray source with a  $0.2\text{--}10 \text{ keV}$  luminosity of  $2 \cdot 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  (Trudolyubov & Priedhorsky 2004) and (Pooley & Rappaport 2006). A radio source was also detected at the location of the core of the cluster of G1. The measured radio flux ( $28 \mu\text{Jy}$ ) was in good agreement with the predictions ( $30$  and  $77 \mu\text{Jy}$ ) (Maccarone & Körding 2006; Ulvestad et al. 2007). Although, Kong et al. (2009) find that the X-ray emission is still consistent with a single X-ray binary or a collection of X-ray binaries.

Ulvestad et al. (2007) find the most plausible scenario is that G1 accretes at closer to 0.1 of the Bondi-rate with a radiative efficiency under 0.01. It is therefore possible that the fraction ( $\eta$ ) of the Bondi–Hoyle accretion is as high as 0.1.

Taking the value – as there is no evidence for pulsar detection in NGC 6388 – obtained by Perna et al. (2003) (see also Pellegrini 2005; Maccarone et al. 2008) as a low end and the value of G1 as a high end, the fraction of the Bondi-rate ( $\eta$ ) can vary on the  $[10^{-3}, 0.1]$  range.

Now, we discuss two scenarios: first, we set the fraction of the Bondi-rate to  $\eta = 0.1$  and we assume inefficient accretion ( $\epsilon = 10^{-4}$ ) and secondly, we set  $\eta = 10^{-3}$  and we assume efficient accretion ( $\epsilon = 0.1$ ). Using equation (5), other cases will lead lower values of black hole mass than derived from the fundamental plane (see Section 4.2). In order to reproduce the measured X-ray luminosity (by using equation 5), the first scenario will give an estimate of  $\sim 3070 M_\odot$  for the mass of the putative central black hole mass. Such a black hole mass is inconsistent with the derived mass on the fundamental plane. Additionally, this value is even greater than  $2600 M_\odot$ , which one can obtain considering the raw estimate that, the black hole mass is 1/1000th of the total stellar mass ( $2.6 \cdot 10^6 M_\odot$ ; (Lanzoni et al. 2007)) of the globular cluster (Miller & Hamilton 2002); therefore this scenario is less favourable. The second scenario will result in a black hole mass of  $\sim 970 M_\odot$ . This is formally consistent with the  $1\sigma$  value derived from the fundamental plane. Although, given the high uncertainties of  $\epsilon$  and  $\eta$

and the intrinsic scatter of the fundamental plane, our conservative upper limit on the mass of the putative intermediate-mass black hole is  $1500 M_\odot$ , the  $3\sigma$  upper limit derived from the fundamental plane.

## 5 CONCLUSIONS AND SUMMARY

Lanzoni et al. (2007) reported the possible presence of a black hole with a mass of  $5700 \pm 500 M_\odot$  at the centre of the globular cluster NGC 6388. *Chandra* and *XMM–Newton* observational data analysis were carried out by Nucita et al. (2008). Removing the pixel randomization allowed us to identify a unique source coincident with the cluster centre of gravity with properties consistent with those expected of a black hole accreting at a low rate. With the X-ray detection and optical surface density fit, the only missing piece of the puzzle was a radio detection. On the basis of the X-ray luminosity, Nucita et al. (2008) predicted an upper limit of  $<3 \text{ mJy}$  radio flux on NGC 6388. Deep radio observations with the Australia Telescope Compact Array allowed us to reach a sensitivity of  $27 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ , but did not reveal any radio sources within the cluster. We interpreted the radio non-detection by using the fundamental plane relating the radio and X-ray properties of black holes accreting at low rates, assuming that the X-ray flux is related to a black hole accretion luminosity. We obtained an upper limit on the black hole mass of  $M < 735 \pm 244 M_\odot$  ( $1\sigma$ ). Taking into account the uncertainties on the radiative efficiency of accretion and on the fraction of Bondi–Hoyle accretion rate reaching the black hole, we concluded that the centre of NGC 6388 cannot host a black hole with a mass in excess of  $1500 M_\odot$  at a  $3\sigma$  confidence level.

## ACKNOWLEDGMENTS

The research leading to these results has received funding from the European Community’s Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) under grant agreement number ITN 215212 ‘Black Hole Universe’.

## REFERENCES

- Bahcall J. N., Ostriker J. P., 1975, *Nat*, 256, 23
- Bash F. N., Gebhardt K., Goss W. M., Vanden Bout P. A., 2008, *AJ*, 135, 182
- Baumgardt H., Makino J., Hut P., 2005, *ApJ*, 620, 238
- Bondi H., Hoyle F., 1944, *MNRAS*, 104, 273
- Clark G. W., 1975, *ApJ*, 199, L143
- Clark G. W., Markert T. H., Li F. K., 1975, *ApJ*, 199, L99
- Corbel S., Nowak M. A., Fender R. P., Tzioumis A. K., Markoff S., 2003, *A&A*, 400, 1007
- Corbel S., Tomsick J. A., Kaaret P., 2006, *ApJ*, 636, 971
- Corbel S., Koerding E., Kaaret P., 2008, *MNRAS*, 389, 1697
- De Rijcke S., Buyle P., Dejonghe H., 2006, *MNRAS*, 368, L43
- Dalessandro E., Lanzoni B., Ferraro F. R., Rood R. T., Milone A., Piotto G., Valenti E., 2008, *ApJ*, 677, 1069
- Falcke H., Biermann P. L., 1996, *A&A*, 308, 321
- Falcke H., Biermann P. L., 1999, *A&A*, 342, 49
- Falcke H., K rding E., Markoff S., 2004, *A&A*, 414, 895
- Fender R. P., Gallo E., Jonker P. G., 2003, *MNRAS*, 343, 99
- Freire P. C., Kram M., Lyne A. G., Camilo F., Manchester R. N., D’Amico N., 2001, *ApJ*, 557, L105
- Fryer C. L., Woosley S. E., Heger A., 2001, *ApJ*, 550, 372
- Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *MNRAS*, 344, 60
- Gebhardt K., Rich R. M., Ho L. C., 2002, *ApJ*, 578, L41
- Gebhardt K., Rich R. M., Ho L. C., 2005, *ApJ*, 634, 1093

- Grindlay J. E., Heinke C., Edmonds P. D., Murray S. S., 2001, *Sci*, 292, 2290
- Gültekin K., Cackett E. M., Miller J. M., Di Matteo T., Markoff S., Richstone D. O., 2009, *ApJ*, 706, 404
- Gürkan M. A., Freitag M., Rasio F. A., 2004, *ApJ*, 604, 632
- Jenkins L. P., Roberts T. P., Warwick R. S., Kilgard R. E., Ward M. J., 2005, *MNRAS*, 257, 401
- Kaaret P., Prestwick A. H., Zezas A., Murray S. S., Kim D.-W., Kilgard R. E., Schlegel E. M., Ward M. J., 2001, *MNRAS*, 321, L29
- Kaaret P., 2002, *ApJ*, 578, 114
- Kong A. K. H., 2007, *ApJ*, 661, 875
- Kong A. K. H., Heinke C. O., Di Stefano R., Barmby P., Lewin W. H. G., Primini F. A., 2009, preprint (arXiv0910.3944)
- Körding E., Falcke H., Corbel S., 2006a, *A&A*, 456, 439
- Körding E. G., Fender R. P., Migliari S., 2006b, *MNRAS*, 369, 1451
- Lanzoni B., Dalessandro E., Ferraro F. R., Miocchi P., Valenti E., Rood R. T., 2007, *ApJ*, 668, 139
- Maccarone T. J., 2004, *MNRAS*, 351, 1049
- Maccarone T., Körding E., 2006, *A&G*, 47f, 29
- Maccarone T. J., Servillat M., 2008, *MNRAS*, 389, 379
- Maccarone T. J., Fender R. P., Tzioumis A. K., 2005, *MNRAS*, 356, 17
- Merloni A., Heinz S., Di Matteo T., 2003, *MNRAS*, 345, 1057
- Meylan G., Sarajedini A., Jablonka P., Djorgovski S. G., Bridges T., Rich R. M., 2001, *AJ*, 122, 830
- Miller M. C., Hamilton D. P., 2002, *MNRAS*, 330, 232
- Miocchi P., 2007, *MNRAS*, 381, 102
- Moretti A. et al., 2009, *A&A*, 493, 539
- Nucita A. A., De Paolis F., Ingrosso G., Carpano S., Guainazzi M., 2008, *A&A*, 478, 763
- Pellegrini S., 2005, *ApJ*, 624, 155
- Perna R., Narayan R., Rybicki G., Stella L., Treves A., 2003, *ApJ*, 594, 936
- Pooley D., Rappaport S. A., 2006, *ApJ*, 644, L45
- Portegies Zwart S. F., McMillian S. L. W., 2002, *ApJ*, 576, 899
- Portegies Zwart S. F., Baumgardt H., Hut P., Makino J., McMillan S. L. W., 2004, *Nat*, 428, 724
- Sault R. J., Teuben P. J., Wright M. C. H., 1995, in Shav R. A., Payne H. E., Hayes J. J. E., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 77, Astrophysical Data Analysis Software and Systems IV*, 433S
- Scott E. H., Rose W. K., 1975, *ApJ*, 197, 147
- Silk J., Arons J., 1975, *ApJ*, 200, L131
- Skrutskie M. F. et al., 2006, *AJ*, 131, 1163
- Trudolyubov S., Priedhorsky W., 2004, *ApJ*, 616, 821
- Ulvestad J. S., Greene J. E., Ho L. C., 2007, *ApJ*, 661, L151
- Weisskopf M. C., Brinkman B., Canizares C., Garmire G., Murray S., Van Speybroeck L. P., 2002, *PASP*, 114, 1
- Zampieri L., Roberts T. P., 2009, *MNRAS*, 400, 677

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

# BIBLIOGRAPHIE

- Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J. & Regev, O. Thermal equilibria of accretion disks. *ApJ*, 438 :L37–L39, Janvier 1995. (Cité page 48.)
- Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P. & Szuszkiewicz, E. Slim accretion disks. *ApJ*, 332 :646–658, Septembre 1988. (Cité page 48.)
- Abramowicz, M. A., Lasota, J. & Igumenshchev, I. V. On the absence of winds in advection-dominated accretion flows. *MNRAS*, 314 :775–781, Juin 2000. (Cité page 53.)
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G. & Guthmann, A. W. Particle acceleration by ultra-relativistic shocks : theory and simulations. *MNRAS*, 328 :393–408, Décembre 2001. (Cité page 61.)
- Amato, E. & Blasi, P. Non-linear particle acceleration at non-relativistic shock waves in the presence of self-generated turbulence. *MNRAS*, 371 :1251–1258, Septembre 2006. (Cité page 68.)
- Axford, W. I. The origins of high-energy cosmic rays. *ApJS*, 90 :937–944, Février 1994. (Cité page 68.)
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of Modern Physics*, 70 :1–53, Janvier 1998. (Cité page 42.)
- Becklin, E. E., Kristian, J., Neugebauer, G. & Wynn-Williams, C. G. Infrared counterpart. *Nature*, 239 :130–+, Octobre 1972. (Cité page 1.)
- Begelman, M. C. Can a spherically accreting black hole radiate very near the Eddington limit. *MNRAS*, 187 :237–251, Avril 1979. (Cité page 48.)
- Begelman, M. C. & Chiueh, T. Thermal coupling of ions and electrons by collective effects in two-temperature accretion flows. *ApJ*, 332 :872–890, Septembre 1988. (Cité page 49.)
- Bell, A. R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *MNRAS*, 182 :147–156, Janvier 1978. (Cité page 61.)
- Belloni, T., Homan, J., Casella, P., van der Klis, M., Nespoli, E., Lewin, W. H. G., Miller, J. M. & Méndez, M. The evolution of the timing properties of the black-hole transient GX 339-4 during its 2002/2003 outburst. *A&A*, 440 :207–222, Septembre 2005. (Cité pages 93 et 96.)
- Belloni, T., Parolin, I., Del Santo, M., Homan, J., Casella, P., Fender, R. P., Lewin, W. H. G., Méndez, M. et al. INTEGRAL/RXTE high-energy observation of a state transition of GX 339-4. *MNRAS*, 367 :1113–1120, Avril 2006. (Cité pages 93 et 96.)

- Beloborodov, A. M. Plasma Ejection from Magnetic Flares and the X-Ray Spectrum of Cygnus X-1. *ApJ*, 510 :L123–L126, Janvier 1999. (Cité page 56.)
- Bessell, M. S., Castelli, F. & Plez, B. Erratum : Model atmospheres broad-band colors, bolometric corrections and temperature calibrations for O-M stars. *A&A*, 337 :321–+, Septembre 1998. (Cité page 79.)
- Bjornsson, C. & Blumenthal, G. R. Spectral polarization properties of optically thin synchrotron radiation. *ApJ*, 259 :805–819, Août 1982. (Cité page 115.)
- Blackman, E. G. On particle energization in accretion flows. *MNRAS*, 302 :723–730, Février 1999. (Cité page 49.)
- Blandford, R. & Eichler, D. Particle acceleration at astrophysical shocks : A theory of cosmic ray origin. *Phys. Rep.*, 154 :1–75, Octobre 1987. (Cité page 68.)
- Blandford, R. D. & Begelman, M. C. On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole. *MNRAS*, 303 :L1–L5, Février 1999. (Cité page 53.)
- Blandford, R. D. & Königl, A. Relativistic jets as compact radio sources. *ApJ*, 232 :34–48, Août 1979. (Cité pages 20, 59, 60 et 140.)
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ*, 221 : L29–L32, Avril 1978. (Cité page 61.)
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *MNRAS*, 199 :883–903, Juin 1982. (Cité page 147.)
- 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. *AJ*, 108 :398–404, Août 1994. (Cité page 20.)
- Bracewell, R. N. *The Fourier transform and its applications*. McGraw-Hill series in electrical and computer engineering. Circuits and systems, 2000. (Cité page 77.)
- 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. *MNRAS*, 378 :1111–1117, Juillet 2007. (Cité page 115.)
- Buxton, M. & Vennes, S. Optical spectroscopy of GX 339-4 - I. Orbital modulation. *MNRAS*, 342 :105–118, Juin 2003. (Cité page 93.)
- Buxton, M. M. & Bailyn, C. D. The 2002 Outburst of the Black Hole X-Ray Binary 4U 1543-47 : Optical and Infrared Light Curves. *ApJ*, 615 :880–886, Novembre 2004. (Cité pages 97, 103 et 154.)
- Cadolle Bel, M., Ribó, M., Rodriguez, J., Chaty, S., Corbel, S., Goldwurm, A., Frontera, F., Farinelli, R. et al. Simultaneous Multiwavelength Observations of the Low/Hard State of the X-Ray Transient Source SWIFT J1753.5-0127. *ApJ*, 659 :549–560, Avril 2007. (Cité page 32.)
- Callanan, P. J., Charles, P. A., Honey, W. B. & Thorstensen, J. R. The 14.8-h orbital period of GX339-4. *MNRAS*, 259 :395–400, Novembre 1992. (Cité page 93.)

- Capitanio, F., Belloni, T., Del Santo, M. & Ubertini, P. A failed outburst of H1743-322. *MNRAS*, 398 :1194–1200, Septembre 2009. (Cité page 123.)
- Capitanio, F., Ubertini, P., Bazzano, A., Kretschmar, P., Zdziarski, A. A., Joinet, A., Barlow, E. J., Bird, A. J. et al. 3-200 keV spectral states and variability of the integral black hole binary IGR J17464-3213. *ApJ*, 622 :503, Mar 2005. (Cité page 123.)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C. & Mathis, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *ApJ*, 345 :245–256, Octobre 1989. (Cité pages 82 et 95.)
- Casella, P. & Pe'er, A. On the Role of the Magnetic Field on Jet Emission in X-Ray Binaries. *ApJ*, 703 :L63–L66, Septembre 2009. (Cité page 147.)
- Chaty, S. High Energy Phenomena in Supergiant X-ray Binaries. *ArXiv e-prints*, Mai 2010. (Cité page 16.)
- Chen, X., Abramowicz, M. A., Lasota, J., Narayan, R. & Yi, I. Unified description of accretion flows around black holes. *ApJ*, 443 :L61–L64, Avril 1995. (Cité page 48.)
- Christiansen, W. N. & Högbom, J. A. *Radio telescopes*. Cambridge Monographs on Physics. Cambridge University Press, Cambridge, UK ISBN 0-521-26209-7., 1987. (Cité page 77.)
- Corbel, S., Broderick, J., Brocksopp, C., Tzioumis, T. & ., R. F. Observations with the ATCA of the brightest known radio hard state in GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 2525 :1–+, Mars 2010. (Cité page 95.)
- Corbel, S. & Fender, R. P. Near-Infrared Synchrotron Emission from the Compact Jet of GX 339-4. *ApJ*, 573 :L35–L39, Juillet 2002. (Cité pages 20, 29, 69, 97, 103, 114 et 116.)
- 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. *ApJ*, 617 :1272–1283, Décembre 2004. (Cité pages 32, 128 et 134.)
- 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. *A&A*, 359 :251–268, Juillet 2000. (Cité pages 29, 31 et 154.)
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A., Orosz, J. A., Miller, J. M., Wijnands, R. & Kaaret, P. Large-Scale, Decelerating, Relativistic X-ray Jets from the Microquasar XTE J1550-564. *Science*, 298 :196–199, Octobre 2002. (Cité page 22.)
- 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. *ApJ*, 632 :504–513, Octobre 2005. (Cité page 123.)
- Corbel, S., Kaaret, P., Jain, R. K., Bailyn, C. D., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Kalemci, E., McIntyre, V. et al. X-Ray States and Radio Emission in the Black Hole Candidate XTE J1550-564. *ApJ*, 554 :43–48, Juin 2001. (Cité pages 29, 97, 103 et 134.)
- Corbel, S., Körding, E. & Kaaret, P. Revisiting the radio/X-ray flux correlation in the black hole V404 Cyg : from outburst to quiescence. *MNRAS*, 389 :1697–1702, Octobre 2008a. (Cité pages 104, 135 et 136.)

- 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, Mars 2003. (Cité pages 29, 31, 32, 93, 135, 159, 160 et 164.)
- Corbel, S., Tzioumis, T., Coriat, M., Brocksopp, C. & Fender, R. Renewed radio activity from H1743-322 observed with the ATCA. *The Astronomer's Telegram*, 1766 :1–+, Octobre 2008b. (Cité page 123.)
- Coriat, M., Corbel, S., Buxton, M. M., Bailyn, C. D., Tomsick, J. A., Körding, E. & Kalemci, E. The infrared/X-ray correlation of GX 339-4 : probing hard X-ray emission in accreting black holes. *MNRAS*, 400 :123–133, Novembre 2009. (Cité pages 29 et 92.)
- Cseh, D., Kaaret, P., Corbel, S., Körding, E., Coriat, M., Tzioumis, A. & Lanzoni, B. Radio observations of NGC 6388 : an upper limit on the mass of its central black hole. *MNRAS*, 406 :1049–1054, Août 2010. (Cité page 5.)
- Del Santo, M., Belloni, T. M., Homan, J., Bazzano, A., Casella, P., Fender, R. P., Gallo, E., Gehrels, N. et al. Broad-band X-ray spectral evolution of GX 339-4 during a state transition. *MNRAS*, 392 :992–997, Janvier 2009. (Cité pages 93 et 96.)
- Dhawan, V., Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. AU-Scale Synchrotron Jets and Superluminal Ejecta in GRS 1915+105. *ApJ*, 543 :373–385, Novembre 2000. (Cité page 20.)
- Di Matteo, T., Celotti, A. & Fabian, A. C. Magnetic flares in accretion disc coronae and the spectral states of black hole candidates : the case of GX339-4. *MNRAS*, 304 :809–820, Avril 1999. (Cité page 142.)
- Ding, J., Yuan, F. & Liang, E. Electron Heating and Acceleration by Magnetic Reconnection in Hot Accretion Flows. *ApJ*, 708 :1545–1550, Janvier 2010. (Cité page 61.)
- Dolan, J. F. Regularized Monte-Carlo calculations of the optical polarization induced by scattering in X-ray binaries. *A&A*, 138 :1–9, Septembre 1984. (Cité page 115.)
- 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. *A&A Rev.*, 15 :1–66, Décembre 2007. (Cité pages 38, 54 et 55.)
- Doxsey, R., Bradt, H., Fabbiano, G., Griffiths, R., Gursky, H., Johnston, M., Leach, R., Ramsey, A. et al. H 1743-32. *IAU Circ.*, 3113 :2–+, Septembre 1977. (Cité page 123.)
- Drury, L. O., Axford, W. I. & Summers, D. Particle acceleration in modified shocks. *MNRAS*, 198 :833–841, Mars 1982. (Cité page 61.)
- Dubus, G. Thin discs, thick discs and transition zones. Dans C. Motch & J.-M. Hameury, éditeur, *EAS Publications Series*, volume 7 de *EAS Publications Series*, pages 283–+, 2003. (Cité page 38.)
- Dubus, G. & Chaty, S. Infrared polarimetry of the microquasars H1743-322, XTE J1550-564 and GRO J1655-40. *A&A*, 458 :591–595, Novembre 2006. (Cité page 116.)

- Dubus, G., Hameury, J.-M. & Lasota, J.-P. The disc instability model for X-ray transients : Evidence for truncation and irradiation. *A&A*, 373 :251–271, Juillet 2001. (Cité pages 26 et 47.)
- Dubus, G., Lasota, J., Hameury, J. & Charles, P. X-ray irradiation in low-mass binary systems. *MNRAS*, 303 :139–147, Février 1999. (Cité pages 47, 110 et 166.)
- Elias, J. H., Frogel, J. A., Matthews, K. & Neugebauer, G. Infrared standard stars. *AJ*, 87 : 1029–1034, Juillet 1982. (Cité page 79.)
- Esin, A. A., McClintock, J. E. & Narayan, R. Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries : Application to Nova MUSCAE 1991. *ApJ*, 489 :865–+, Novembre 1997. (Cité pages 49, 52 et 54.)
- Esin, A. A., Narayan, R., Ostriker, E. & Yi, I. Hot One-Temperature Accretion Flows around Black Holes. *ApJ*, 465 :312–+, Juillet 1996. (Cité page 50.)
- Falcke, H. The Nuclear Jet in M81. *ApJ*, 464 :L67+, Juin 1996. (Cité pages 20, 70 et 71.)
- Falcke, H. & Biermann, P. L. The jet-disk symbiosis. I. Radio to X-ray emission models for quasars. *A&A*, 293 :665–682, Janvier 1995. (Cité page 140.)
- Falcke, H. & Biermann, P. L. Galactic jet sources and the AGN connection. *A&A*, 308 :321–329, Avril 1996. (Cité pages 66 et 104.)
- 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. *A&A*, 414 :895–903, Février 2004. (Cité pages xv, 33 et 34.)
- Fender, R. Jets from X-ray binaries. Dans Lewin, W. H. G. & van der Klis, M., éditeur, *Compact stellar X-ray sources*, pages 381–419. Cambridge University Press, Cambridge, UK, Avril 2006. (Cité pages 29 et 115.)
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., McIntyre, V., Campbell-Wilson, D., Nowak, M., Sood, R., Hunstead, R. et al. Quenching of the Radio Jet during the X-Ray High State of GX 339-4. *ApJ*, 519 :L165–L168, Juillet 1999a. (Cité pages 29 et 134.)
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., Tingay, S., Brocksopp, C. & Gallo, E. The recent evolution of radio emission from GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 107 :1–+, Septembre 2002. (Cité page 93.)
- Fender, R., Gallo, E. & Russell, D. No evidence for black hole spin powering of jets in X-ray binaries. *ArXiv e-prints*, Mars 2010. (Cité page 138.)
- Fender, R. P., Belloni, T. M. & Gallo, E. Towards a unified model for black hole X-ray binary jets. *MNRAS*, 355 :1105–1118, Décembre 2004. (Cité pages 29 et 132.)
- 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. *MNRAS*, 304 :865–876, Avril 1999b. (Cité page 115.)



- Fender, R. P., Russell, D. M., Knigge, C., Soria, R., Hynes, R. I. & Goad, M. An anticorrelation between X-ray luminosity and H $\alpha$  equivalent width in X-ray binaries. *MNRAS*, 393 :1608–1616, Mars 2009. (Cité page 133.)
- Ferreira, J. Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs. *A&A*, 319 :340–359, Mars 1997. (Cité page 56.)
- Frank, J., King, A. & Raine, D. J. *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, p. 398, ISBN 0-52162-053-8., Février 2002. (Cité pages 14, 38, 41, 45 et 109.)
- Fuchs, Y., Rodriguez, J., Mirabel, I. F., Chaty, S., Ribó, M., Dhawan, V., Goldoni, P., Sizun, P. et al. Simultaneous multi-wavelength observations of GRS 1915+105. *A&A*, 409 :L35–L39, Octobre 2003. (Cité pages 20 et 22.)
- Galeev, A. A., Rosner, R. & Vaiana, G. S. Structured coronae of accretion disks. *ApJ*, 229 : 318–326, Avril 1979. (Cité pages 56 et 142.)
- Gallant, Y. A., Achterberg, A. & Kirk, J. G. Particle acceleration at ultra-relativistic shocks. Gamma-ray burst afterglow spectra and UHECRs. *A&AS*, 138 :549–550, Septembre 1999. (Cité page 61.)
- Gallo, E. Radio Emission and Jets from Microquasars. Dans T. Belloni, éditeur, *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, volume 794 de *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, pages 85–+, Mars 2010. (Cité page 35.)
- Gallo, E., Corbel, S., Fender, R. P., Maccarone, T. J. & Tzioumis, A. K. A transient large-scale relativistic radio jet from GX 339-4. *MNRAS*, 347 :L52–L56, Janvier 2004. (Cité pages 93 et 115.)
- Gallo, E., Fender, R. & Corbel, S. GX 339-4 in a very low luminosity state. *The Astronomer's Telegram*, 196 :1–+, Octobre 2003a. (Cité page 97.)
- Gallo, E., Fender, R., Kaiser, C., Russell, D., Morganti, R., Oosterloo, T. & Heinz, S. A dark jet dominates the power output of the stellar black hole Cygnus X-1. *Nature*, 436 :819–821, Août 2005. (Cité page 20.)
- Gallo, E., Fender, R. P., Miller-Jones, J. C. A., Merloni, A., Jonker, P. G., Heinz, S., Maccarone, T. J. & van der Klis, M. A radio-emitting outflow in the quiescent state of A0620-00 : implications for modelling low-luminosity black hole binaries. *MNRAS*, 370 :1351–1360, Août 2006. (Cité page 31.)
- Gallo, E., Fender, R. P. & Pooley, G. G. A universal radio-X-ray correlation in low/hard state black hole binaries. *MNRAS*, 344 :60–72, Septembre 2003b. (Cité pages 29, 31, 32, 33, 135 et 136.)
- Gallo, E., Migliari, S., Markoff, S., Tomsick, J. A., Bailyn, C. D., Berta, S., Fender, R. & Miller-Jones, J. C. A. The Spectral Energy Distribution of Quiescent Black Hole X-Ray Binaries : New Constraints from Spitzer. *ApJ*, 670 :600–609, Novembre 2007. (Cité page 68.)



- Galloway, D. K., Psaltis, D., Chakrabarty, D. & Munro, M. P. Eddington-limited X-Ray Bursts as Distance Indicators. I. Systematic Trends and Spherical Symmetry in Bursts from 4U 1728-34. *ApJ*, 590 :999–1007, Juin 2003. (Cité page 136.)
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R. & Rossi, B. B. Evidence for x rays from sources outside the solar system. *Phys. Rev. Lett.*, 9(11) :439–443, Dec 1962. (Cité page 1.)
- Gontikakis, C. & Hameury, J. Constraints on the illumination model for soft X-ray transients. *A&A*, 271 :118–+, Avril 1993. (Cité page 23.)
- Gregory, P. C. & Kronberg, P. P. Discovery of Giant Radio Outburst from Cygnus X-3. *Nature*, 239 :440–443, Octobre 1972. (Cité page 1.)
- Gregory, P. C., Kronberg, P. P., Seaquist, E. R., Hughes, V. A., Woodsworth, A., Viner, M. R., Retallack, D., Hjellming, R. M. et al. Nature of the first outburst. *Nature*, 239 :114–+, Octobre 1972. (Cité page 1.)
- Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., McNaron-Brown, K., Skibo, J. G. & Phlips, B. F. Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates. *ApJ*, 500 :899–+, Juin 1998. (Cité page 27.)
- Haardt, F. & Maraschi, L. A two-phase model for the X-ray emission from Seyfert galaxies. *ApJ*, 380 :L51–L54, Octobre 1991. (Cité page 142.)
- Haardt, F. & Maraschi, L. X-ray spectra from two-phase accretion disks. *ApJ*, 413 :507–517, Août 1993. (Cité page 56.)
- Haardt, F., Maraschi, L. & Ghisellini, G. A model for the X-ray and ultraviolet emission from Seyfert galaxies and galactic black holes. *ApJ*, 432 :L95–L99, Septembre 1994. (Cité page 56.)
- Hameury, J. M., King, A. R. & Lasota, J. P. A model for soft X-ray transients. *A&A*, 162 :71–79, Juillet 1986. (Cité page 23.)
- Han, X. & Hjellming, R. M. Radio observations of the 1989 transient event in V404 Cygni (=GS 2023+338). *ApJ*, 400 :304–314, Novembre 1992. (Cité page 29.)
- Hannikainen, D. C., Hunstead, R. W., Campbell-Wilson, D. & Sood, R. K. MOST radio monitoring of GX 339-4. *A&A*, 337 :460–464, Septembre 1998. (Cité pages 29 et 31.)
- Hannikainen, D. C., Hunstead, R. W., Campbell-Wilson, D., Wu, K., McKay, D. J., Smits, D. P. & Sault, R. J. Radio Emission from GRO J1655-40 during the 1994 Jet Ejection Episodes. *ApJ*, 540 :521–534, Septembre 2000. (Cité page 115.)
- Hawley, J. F. & Ballbus, S. A. The Dynamical Structure of Nonradiative Black Hole Accretion Flows. *ApJ*, 573 :738–748, Juillet 2002. (Cité page 53.)
- Heinz, S. & Sunyaev, R. A. The non-linear dependence of flux on black hole mass and accretion rate in core-dominated jets. *MNRAS*, 343 :L59–L64, Août 2003. (Cité pages 106 et 140.)
- Hellier, C. *Cataclysmic Variable Stars*. Springer, p. 210, ISBN 1-85233-211-5, Janvier 2001. (Cité page 14.)

- Hjellming, R. M. & Johnston, K. J. Structure, strength, and polarization changes in radio source SS433. *Nature*, 290 :100–107, Mars 1981. (Cité pages 2 et 29.)
- Hjellming, R. M. & Johnston, K. J. Radio emission from conical jets associated with X-ray binaries. *ApJ*, 328 :600–609, Mai 1988. (Cité pages 20, 59 et 67.)
- Hjellming, R. M. & Wade, C. M. Radio Emission from X-Ray Sources. *ApJ*, 168 :L21+, Août 1971a. (Cité page 1.)
- Hjellming, R. M. & Wade, C. M. The Radio Sources Associated with Scorpius X-1. *ApJ*, 164 : L1+, Février 1971b. (Cité page 1.)
- Högbom, J. A. Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. *A&AS*, 15 :417–+, Juin 1974. (Cité page 78.)
- Homan, J. & Belloni, T. The Evolution of Black Hole States. *Ap&SS*, 300 :107–117, Novembre 2005. (Cité pages 27, 30, 126 et 166.)
- Homan, J., Buxton, M., Markoff, S., Bailyn, C. D., Nespoli, E. & Belloni, T. Multiwavelength Observations of the 2002 Outburst of GX 339-4 : Two Patterns of X-Ray-Optical/Near-Infrared Behavior. *ApJ*, 624 :295–306, Mai 2005a. (Cité pages 29, 93, 97, 100, 103, 108 et 110.)
- Homan, J., Miller, J. M., Wijnands, R., van der Klis, M., Belloni, T., Steeghs, D. & Lewin, W. H. G. High- and Low-Frequency Quasi-periodic Oscillations in the X-Ray Light Curves of the Black Hole Transient H1743-322. *ApJ*, 623 :383–391, Avril 2005b. (Cité page 123.)
- Hunstead, D., Campbell-Wilson, D., Maccarone, T., Casella, P. & Hannikainen, D. MOST Observations of GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 1960 :1–+, Mars 2009. (Cité page 112.)
- Hynes, R. I., Steeghs, D., Casares, J., Charles, P. A. & O'Brien, K. Dynamical Evidence for a Black Hole in GX 339-4. *ApJ*, 583 :L95–L98, Février 2003. (Cité pages 93, 99 et 136.)
- Hynes, R. I., Steeghs, D., Casares, J., Charles, P. A. & O'Brien, K. The Distance and Interstellar Sight Line to GX 339-4. *ApJ*, 609 :317–324, Juillet 2004. (Cité pages 93, 99 et 136.)
- Ichimaru, S. Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions. *ApJ*, 214 :840–855, Juin 1977. (Cité page 48.)
- Igumenshchev, I. V., Narayan, R. & Abramowicz, M. A. Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Radiatively Inefficient Accretion Flows. *ApJ*, 592 :1042–1059, Août 2003. (Cité page 53.)
- Jain, R. K., Bailyn, C. D., Orosz, J. A., McClintock, J. E. & Remillard, R. A. Multiwavelength Observations of the Black Hole Candidate XTE J1550-564 during the 2000 Outburst. *ApJ*, 554 :L181–L184, Juin 2001. (Cité pages 29, 97, 103 et 154.)
- Jamil, O., Fender, R. P. & Kaiser, C. R. iShocks : X-ray binary jets with an internal shocks model. *MNRAS*, 401 :394–404, Janvier 2010. (Cité pages 59 et 68.)
- Joinet, A., Jourdain, E., Malzac, J., Roques, J. P., Corbel, S., Rodriguez, J. & Kalemci, E. Hard X-Ray Emission of the Microquasar GX 339-4 in the Low/Hard State. *ApJ*, 657 :400–408, Mars 2007. (Cité page 93.)

- Joinet, A., Jourdain, E., Malzac, J., Roques, J. P., Schönfelder, V., Ubertini, P. & Capitanio, F. State transition and flaring activity of igr j17464-3213/h1743-322 with integral spi. *ApJ*, 629 : 1008, Aug 2005. (Cité page 123.)
- Jonker, P. G., Miller-Jones, J., Homan, J., Gallo, E., Rupen, M., Tomsick, J., Fender, R. P., Kaaret, P. et al. Following the 2008 outburst decay of the black hole candidate H 1743-322 in X-ray and radio. *MNRAS*, 401 :1255–1263, Janvier 2010. (Cité pages 123, 124, 126, 127, 134 et 135.)
- Jonker, P. G. & Nelemans, G. The distances to Galactic low-mass X-ray binaries : consequences for black hole luminosities and kicks. *MNRAS*, 354 :355–366, Octobre 2004. (Cité page 136.)
- Kaiser, C. R. The flat synchrotron spectra of partially self-absorbed jets revisited. *MNRAS*, 367 :1083–1094, Avril 2006. (Cité pages 59, 67, 68 et 161.)
- Kaiser, C. R., Sunyaev, R. & Spruit, H. C. Internal shock model for microquasars. *A&A*, 356 : 975–988, Avril 2000. (Cité pages 59 et 68.)
- Kalemci, E., Tomsick, J. A., Migliari, S., Pottschmidt, K., Corbel, S., Buxton, M., Bailyn, C., Kaaret, P. et al. Recurrent black hole transient GX 339-4 in transition to the hard state. *The Astronomer's Telegram*, 1074 :1–+, Mai 2007. (Cité page 96.)
- Kalemci, E., Tomsick, J. A., Rothschild, R. E., Pottschmidt, K., Corbel, S. & Kaaret, P. The Galactic Black Hole Transient H1743-322 during Outburst Decay : Connections between Timing Noise, State Transitions, and Radio Emission. *ApJ*, 639 :340–347, Mars 2006. (Cité pages 123, 126, 127 et 154.)
- Kalemci, E., Tomsick, J. A., Yamaoka, K. & Ueda, Y. Galactic black hole transients h1743-322 and 4u 1630-47 in outburst. *ATel*, 1348, Jan 2008. (Cité page 123.)
- Kaluzienski, L. J. & Holt, S. S. Variable X-Ray Sources. *IAU Circ.*, 3099 :3, août 1977. (Cité page 123.)
- King, A. R., Kolb, U. & Szuszkiewicz, E. Why Low-Mass Black Hole Binaries Are Transient. *ApJ*, 488 :89–+, Octobre 1997. (Cité page 47.)
- King, A. R. & Ritter, H. The light curves of soft X-ray transients. *MNRAS*, 293 :L42–L48, Janvier 1998. (Cité page 25.)
- Kong, A. K. H. Recent Swift XRT Observations of GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 1588 : 1–+, Juin 2008. (Cité page 95.)
- Kong, A. K. H., Kuulkers, E., Charles, P. A. & Homer, L. The 'off' state of GX339-4. *MNRAS*, 312 :L49–L54, Mars 2000. (Cité page 95.)
- Körding, E. G., Fender, R. P. & Migliari, S. Jet-dominated advective systems : radio and X-ray luminosity dependence on the accretion rate. *MNRAS*, 369 :1451–1458, Juillet 2006. (Cité page 142.)
- Kraus, J. D. *Radio astronomy*. Powell, Ohio : Cygnus-Quasar Books, 1986. (Cité page 77.)

- Krimm, H. A., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W., Cummings, J., Fenimore, E., Gehrels, N., Markwardt, C. B., Palmer, D. et al. Swift/BAT reports renewed activity from H 1743-322. *The Astronomer's Telegram*, 2058 :1–+, Mai 2009. (Cité pages 123 et 127.)
- Larrabee, D. A., Lovelace, R. V. E. & Romanova, M. M. Lepton Acceleration by Relativistic Collisionless Magnetic Reconnection. *ApJ*, 586 :72–78, Mars 2003. (Cité page 61.)
- Lasota, J.-P. The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binary transients. *New Astronomy Review*, 45 :449–508, Juin 2001. (Cité page 26.)
- Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., Weisskopf, M. C., Kahn, S., Sutherland, P. G. & Grindlay, J. E. On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources - NGC 1851, 6441, 6624, and 6712. *ApJ*, 266 :160–170, Mars 1983. (Cité page 29.)
- Longair, M. S. *High energy astrophysics. Vol.2 : Stars, the galaxy and the interstellar medium.* Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1994. (Cité page 62.)
- Lutovinov, A., Revnivtsev, M., Molkov, S. & Sunyaev, R. Integral observations of five sources in the galactic center region. *A&A*, 430 :997, février 2005. (Cité page 123.)
- Lynden-Bell, D. Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars. *Nature*, 223 :690–694, Août 1969. (Cité page 16.)
- Lyubarsky, Y. & Liverts, M. Particle Acceleration in the Driven Relativistic Reconnection. *ApJ*, 682 :1436–1442, Août 2008. (Cité page 61.)
- Mahadevan, R. Scaling Laws for Advection-dominated Flows : Applications to Low-Luminosity Galactic Nuclei. *ApJ*, 477 :585–+, Mars 1997. (Cité page 51.)
- Mahadevan, R., Narayan, R. & Krolik, J. Gamma-Ray Emission from Advection-dominated Accretion Flows around Black Holes : Application to the Galactic Center. *ApJ*, 486 :268–+, Septembre 1997. (Cité page 51.)
- Malzac, J. Models for microquasars. *ArXiv e-prints*, 706, Juin 2007. (Cité page 38.)
- Malzac, J., Beloborodov, A. M. & Poutanen, J. X-ray spectra of accretion discs with dynamic coronae. *MNRAS*, 326 :417–427, Septembre 2001. (Cité page 56.)
- Malzac, J., Dumont, A. M. & Mouchet, M. Full radiative coupling in two-phase models for accreting black holes. *A&A*, 430 :761–769, Février 2005. (Cité page 56.)
- Mangano, V., Hoversten, E. A., Markwardt, C. B., Sbarufatti, B., Starling, R. L. C. & Ukwatta, T. N. GRB 100925A : Swift detection of a burst. *GRB Coordinates Network, Circular Service*, 11296, 1 (2010), 1296 :1–+, 2010. (Cité page 169.)
- Markert, T. H., Canizares, C. R., Clark, G. W., Lewin, W. H. G., Schnopper, H. W. & Sprott, G. F. Observations of the Highly Variable X-Ray Source GX 339-4. *ApJ*, 184 :L67+, Septembre 1973a. (Cité page 93.)
- Markert, T. H., Clark, G. W., Lewin, W. H. G., Schnopper, H. W. & Sprott, G. F. Highly variable X-ray source. *IAU Circ.*, 2483 :1–+, Janvier 1973b. (Cité page 93.)

- Markoff, S., Falcke, H. & Fender, R. A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state. *A&A*, 372 :L25–L28, Juin 2001. (Cité pages 32, 60 et 69.)
- Markoff, S., Nowak, M., Corbel, S., Fender, R. & Falcke, H. Exploring the role of jets in the radio/X-ray correlations of GX 339-4. *A&A*, 397 :645–658, Janvier 2003. (Cité pages 20, 60, 69 et 104.)
- Markoff, S. & Nowak, M. A. Constraining X-Ray Binary Jet Models via Reflection. *ApJ*, 609 : 972–976, Juillet 2004. (Cité pages 69, 71 et 146.)
- Markoff, S., Nowak, M. A. & Wilms, J. Going with the Flow : Can the Base of Jets Subsume the Role of Compact Accretion Disk Coronae ? *ApJ*, 635 :1203–1216, Décembre 2005. (Cité pages 20, 32, 60, 68, 69, 70, 71, 104 et 158.)
- Markwardt, C. B. & Swank, J. H. Xte j1746-322 = igr j17464-3213 = h1743-322. *ATel*, 133, Mar 2003. (Cité page 123.)
- Martí, J., Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F. & Smith, I. A. Radio images of the microquasar GRS 1758-258. *A&A*, 386 :571–575, Mai 2002. (Cité page 20.)
- Mayer, M. & Pringle, J. E. Time-dependent models of two-phase accretion discs around black holes. *MNRAS*, 376 :435–456, Mars 2007. (Cité page 54.)
- McClintock, J. E. & Remillard, R. A. Black hole binaries. Dans *Compact stellar X-ray sources*, pages 157–213. Cambridge University Press, Cambridge, UK, Avril 2006. (Cité pages 27, 30 et 123.)
- McClintock, J. E., Remillard, R. A., Rupen, M. P., Torres, M. A. P., Steeghs, D., Levine, A. M. & Orosz, J. A. The 2003 Outburst of the X-Ray Transient H1743-322 : Comparisons with the Black Hole Microquasar XTE J1550-564. *ApJ*, 698 :1398–1421, Juin 2009. (Cité pages 123 et 127.)
- McKinney, J. C. General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems. *MNRAS*, 368 :1561–1582, Juin 2006. (Cité page 53.)
- Medvedev, M. V. Particle Heating by Nonlinear Alfvénic Turbulence in Advection-dominated Accretion Flows. *ApJ*, 541 :811–820, Octobre 2000. (Cité page 49.)
- Menou, K., Hameury, J., Lasota, J. & Narayan, R. Disc instability models for X-ray transients : evidence for evaporation and low  $\alpha$ -viscosity ? *MNRAS*, 314 :498–510, Mai 2000. (Cité page 25.)
- Merloni, A. Beyond the standard accretion disc model : coupled magnetic disc-corona solutions with a physically motivated viscosity law. *MNRAS*, 341 :1051–1056, Mai 2003. (Cité page 142.)
- Merloni, A. & Fabian, A. C. Coronal outflow dominated accretion discs : a new possibility for low-luminosity black holes ? *MNRAS*, 332 :165–175, Mai 2002. (Cité pages 56 et 142.)

- Merloni, A., Heinz, S. & di Matteo, T. A Fundamental Plane of black hole activity. *MNRAS*, 345 :1057–1076, Novembre 2003. (Cité pages [xv](#), [33](#), [34](#), [52](#), [104](#), [105](#), [106](#) et [143](#).)
- Meyer, F., Liu, B. F. & Meyer-Hofmeister, E. Evaporation : The change from accretion via a thin disk to a coronal flow. *A&A*, 361 :175–188, Septembre 2000. (Cité page [54](#).)
- Migliari, S. & Fender, R. P. Jets in neutron star X-ray binaries : a comparison with black holes. *MNRAS*, 366 :79–91, Février 2006. (Cité pages [33](#), [35](#), [135](#), [136](#) et [138](#).)
- Migliari, S., Tomsick, J. A., Markoff, S., Kalemci, E., Bailyn, C. D., Buxton, M., Corbel, S., Fender, R. P. et al. Tracing the Jet Contribution to the Mid-IR over the 2005 Outburst of GRO J1655-40 via Broadband Spectral Modeling. *ApJ*, 670 :610–623, Novembre 2007. (Cité pages [68](#) et [138](#).)
- Miller, J. M., Fabian, A. C., Reynolds, C. S., Nowak, M. A., Homan, J., Freyberg, M. J., Ehle, M., Belloni, T. et al. Evidence of Black Hole Spin in GX 339-4 : XMM-Newton/EPIC-pn and RXTE Spectroscopy of the Very High State. *ApJ*, 606 :L131–L134, Mai 2004. (Cité page [93](#).)
- Miller, J. M., Fabian, A. C., Wijnands, R., Reynolds, C. S., Ehle, M., Freyberg, M. J., van der Klis, M., Lewin, W. H. G. et al. Evidence of Spin and Energy Extraction in a Galactic Black Hole Candidate : The XMM-Newton/EPIC-pn Spectrum of XTE J1650-500. *ApJ*, 570 :L69–L73, Mai 2002. (Cité page [28](#).)
- Miller, J. M., Homan, J., Steeghs, D., Rupen, M., Hunstead, R. W., Wijnands, R., Charles, P. A. & Fabian, A. C. A Long, Hard Look at the Low/Hard State in Accreting Black Holes. *ApJ*, 653 :525–535, Décembre 2006a. (Cité page [93](#).)
- Miller, J. M., Raymond, J., Homan, J., Fabian, A. C., Steeghs, D., Wijnands, R., Rupen, M., Charles, P. et al. Simultaneous Chandra and RXTE Spectroscopy of the Microquasar H1743-322 : Clues to Disk Wind and Jet Formation from a Variable Ionized Outflow. *ApJ*, 646 :394–406, Juillet 2006b. (Cité page [123](#).)
- Miller, J. M., Reynolds, C. S., Fabian, A. C., Cackett, E. M., Miniutti, G., Raymond, J., Steeghs, D., Reis, R. et al. Initial Measurements of Black Hole Spin in GX 339-4 from Suzaku Spectroscopy. *ApJ*, 679 :L113–L116, Juin 2008. (Cité page [93](#).)
- Miller, J. M., Wijnands, R., Homan, J., Belloni, T., Pooley, D., Corbel, S., Kouveliotou, C., van der Klis, M. et al. High-Frequency Quasi-Periodic Oscillations in the 2000 Outburst of the Galactic Microquasar XTE J1550-564. *ApJ*, 563 :928–933, Décembre 2001. (Cité page [123](#).)
- Miller, K. A. & Stone, J. M. The Formation and Structure of a Strongly Magnetized Corona above a Weakly Magnetized Accretion Disk. *ApJ*, 534 :398–419, Mai 2000. (Cité page [56](#).)
- Miller-Jones, J. C. A., Rupen, M. P., Türler, M., Lindfors, E. J., Blundell, K. M. & Pooley, G. G. Opacity effects and shock-in-jet modelling of low-level activity in Cygnus X-3. *MNRAS*, pages 94–+, Janvier 2009. (Cité page [136](#).)
- Miller-Jones, J. C. A., Sivakoff, G. R., Altamirano, D., Tudose, V., Migliari, S., Dhawan, V., Fender, R. P., Garrett, M. et al. Evolution of the Radio-X-ray Coupling Throughout an Entire Outburst of Aquila X-1. *ApJ*, 716 :L109–L114, Juin 2010. (Cité page [136](#).)



- Mineshige, S. & Wheeler, J. C. Disk-instability model for soft-X-ray transients containing black holes. *ApJ*, 343 :241–253, Août 1989. (Cité page 25.)
- Mirabel, I. F. & Rodriguez, L. F. A Superluminal Source in the Galaxy. *Nature*, 371 :46–+, Septembre 1994. (Cité pages 2, 17, 19, 22 et 29.)
- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J. & Lebrun, F. A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E140.7 - 2942. *Nature*, 358 :215–217, Juillet 1992. (Cité pages 20 et 22.)
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., Makishima, K., Matsuoka, M., Ogawara, Y., Suzuki, K., Tanaka, Y. et al. Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from TENMA. *PASJ*, 36 :741–759, 1984. (Cité page 86.)
- Morrison, R. & McCammon, D. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03–10 keV. *ApJ*, 270 :119–122, Juillet 1983. (Cité page 87.)
- Motch, C., Ilovaisky, S. A. & Chevalier, C. Discovery of fast optical activity in the X-ray source GX 339-4. *A&A*, 109 :L1–L4, Mai 1982. (Cité page 31.)
- Motta, S., Muñoz-Darias, T. & Belloni, T. On the outburst evolution of H1743-322 : a 2008/2009 comparison. *ArXiv e-prints*, Juin 2010. (Cité pages 123, 128 et 129.)
- Narayan, R., Igumenshchev, I. V. & Abramowicz, M. A. Self-similar Accretion Flows with Convection. *ApJ*, 539 :798–808, Août 2000. (Cité page 53.)
- Narayan, R., Mahadevan, R. & Quataert, E. Advection-dominated accretion around black holes. Dans Abramowicz, M. A., Björnsson, G. & Pringle, J. E., éditeurs, *Theory of Black Hole Accretion Disks*, pages 148–+, 1998. (Cité page 51.)
- Narayan, R. & McClintock, J. E. Advection-dominated accretion and the black hole event horizon. *New Astronomy Review*, 51 :733–751, Mai 2008. (Cité page 38.)
- Narayan, R. & Yi, I. Advection-dominated accretion : A self-similar solution. *ApJ*, 428 :L13–L16, Juin 1994. (Cité pages 48 et 53.)
- Narayan, R. & Yi, I. Advection-dominated accretion : Self-similarity and bipolar outflows. *ApJ*, 444 :231–243, Mai 1995a. (Cité pages 48 et 50.)
- Narayan, R. & Yi, I. Advection-dominated Accretion : Underfed Black Holes and Neutron Stars. *ApJ*, 452 :710–+, Octobre 1995b. (Cité pages 48 et 52.)
- Negueruela, I. Stellar wind accretion in high-mass X-ray binaries. *ArXiv e-prints*, Juillet 2009. (Cité page 16.)
- Paczynski, B. Advection Dominated Accretion Flows. A Toy Disk Model. *Acta Astronomica*, 48 :667–676, Décembre 1998. (Cité page 53.)
- Parmar, A. N., Kuulkers, E., Oosterbroek, T., Barr, P., Much, R., Orr, A., Williams, O. R. & Winkler, C. Integral observations of the black hole candidate h 1743-322 in outburst. *A&A*, 411 :L421, Nov 2003. (Cité page 123.)

- Parsignault, D. R., Gursky, H., Kellogg, E. M., Matilsky, T., Murray, S. S., Schreier, E., Tananbaum, H., Giacconi, R. et al. No X-ray flare seen by Uhuru. *Nature*, 239 :123–+, Octobre 1972. (Cité page 1.)
- Pe’er, A. & Casella, P. A Model for Emission from Jets in X-Ray Binaries : Consequences of a Single Acceleration Episode. *ApJ*, 699 :1919–1937, Juillet 2009. (Cité pages 59, 67, 68, 115, 147 et 159.)
- Pomphrey, R. B. & Epstein, E. E. Decay of flare at 3.3 mm. *Nature*, 239 :125–+, Octobre 1972. (Cité page 1.)
- Poutanen, J. & Svensson, R. The Two-Phase Pair Corona Model for Active Galactic Nuclei and X-Ray Binaries : How to Obtain Exact Solutions. *ApJ*, 470 :249–+, Octobre 1996. (Cité page 56.)
- Prat, L., Cadolle Bel, M., Terrier, R., Pavan, L., Vovk, I., Rodriguez, J., Corbel, S., Coriat, M. et al. INTEGRAL observes an increasing Hard X-ray flux of GX 339-4. *The Astronomer’s Telegram*, 2455 :1–+, Février 2010. (Cité page 95.)
- Prat, L., Rodriguez, J., Cadolle Bel, M., Kuulkers, E., Hanke, M., Tomsick, J., Corbel, S., Coriat, M. et al. The early phase of a H1743-322 outburst observed by INTEGRAL, RXTE, Swift, and XMM/Newton. *A&A*, 494 :L21–L24, Février 2009. (Cité pages 123 et 124.)
- Pringle, J. E. & Rees, M. J. Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources. *A&A*, 21 :1–+, Octobre 1972. (Cité page 43.)
- Quataert, E. Particle Heating by Alfvénic Turbulence in Hot Accretion Flows. *ApJ*, 500 :978–+, Juin 1998. (Cité page 49.)
- Quataert, E. & Gruzinov, A. Convection-dominated Accretion Flows. *ApJ*, 539 :809–814, Août 2000. (Cité page 53.)
- Quataert, E. & Narayan, R. Spectral Models of Advection-dominated Accretion Flows with Winds. *ApJ*, 520 :298–315, Juillet 1999. (Cité page 49.)
- Remillard, R. A. & McClintock, J. E. X-Ray Properties of Black-Hole Binaries. *ARA&A*, 44 : 49–92, Septembre 2006. (Cité pages 27 et 123.)
- Revnivtsev, M., Chernyakova, M., Capitanio, F., Westergaard, N. J., Shoenfelder, V., Gehrels, N. & Winkler, C. Igr J17464-3213. *The Astronomer’s Telegram*, 132 :1–+, Mars 2003. (Cité page 123.)
- Reynolds, C. S. & Nowak, M. A. Fluorescent iron lines as a probe of astrophysical black hole systems. *Phys. Rep.*, 377 :389–466, Avril 2003. (Cité page 28.)
- Reynolds, S. P. Theoretical studies of compact radio sources. I - Synchrotron radiation from relativistic flows. *ApJ*, 256 :13–37, Mai 1982. (Cité page 59.)
- Roche, E. Mémoire sur la figure d’une masse fluide, soumise à l’attraction d’un point éloigné. Dans *Mémoire de l’académie des sciences de Montpellier*, volume 1, page 243. Académie des sciences de Montpellier, 1849. (Cité page 39.)



- Rodriguez, J., Cadolle Bel, M., Tomsick, J. A., Corbel, S., Brocksopp, C., Paizis, A., Shaw, S. E. & Bodaghee, A. The Discovery Outburst of the X-Ray Transient IGR J17497-2821 Observed with RXTE and ATCA. *ApJ*, 655 :L97–L100, Février 2007. (Cité page 32.)
- Rodriguez, J., Hannikainen, D. C., Shaw, S. E., Pooley, G., Corbel, S., Tagger, M., Mirabel, I. F., Belloni, T. et al. 2 YEARS of INTEGRAL Monitoring of GRS 1915+105. I. Multiwavelength Coverage with INTEGRAL, RXTE, and the Ryle Radio Telescope. *ApJ*, 675 :1436–1448, Mars 2008a. (Cité page 145.)
- Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., Belloni, T., Corbel, S., Cadolle Bel, M., Chenevez, J., Prat, L. et al. 2 Years of INTEGRAL Monitoring of GRS 1915+105. II. X-Ray Spectro-Temporal Analysis. *ApJ*, 675 :1449–1458, Mars 2008b. (Cité page 145.)
- Rohlf, K. & Wilson, T. L. *Tools of radio astronomy*. Berlin : Springer, 2004. (Cité page 77.)
- Rózańska, A. & Czerny, B. Two-phase radiative/conductive equilibrium in active galactic nuclei and galactic black holes. *MNRAS*, 316 :473–478, Août 2000. (Cité page 54.)
- Rupen, M. P., Dhawan, V. & Mioduszewski, A. J. Further radio observations of H1743-322. *The Astronomer's Telegram*, 1352 :1–+, Janvier 2008a. (Cité page 127.)
- Rupen, M. P., Dhawan, V. & Mioduszewski, A. J. On-going radio observations of H1743-322. *The Astronomer's Telegram*, 1384 :1–+, Février 2008b. (Cité page 127.)
- Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J. & Dhawan, V. Radio counterpart to IGR J17464-3213 = XTE J17464-3213. *The Astronomer's Telegram*, 137 :1–+, Avril 2003. (Cité page 123.)
- Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J. & Dhawan, V. Renewed radio activity in H1743-322 = IGR J1746-3213 = XTE J17464-3213. *The Astronomer's Telegram*, 314 :1–+, Août 2004. (Cité page 127.)
- Rupen, M. P., Mioduszewski, A. J. & Dhawan, V. H1743-322 re-appears. *The Astronomer's Telegram*, 575 :1–+, Août 2005. (Cité pages 123 et 127.)
- Russell, D. M., Altamirano, D., Lewis, F., Roche, P., Markwardt, C. B. & Fender, R. P. Unusual optical and X-ray flaring activity in GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 1586 :1–+, Juin 2008. (Cité page 95.)
- Russell, D. M. & Fender, R. P. Polarized infrared emission from X-ray binary jets. *MNRAS*, pages 574–+, Mai 2008. (Cité page 116.)
- Russell, D. M., Fender, R. P., Hynes, R. I., Brocksopp, C., Homan, J., Jonker, P. G. & Buxton, M. M. Global optical/infrared-X-ray correlations in X-ray binaries : quantifying disc and jet contributions. *MNRAS*, 371 :1334–1350, Septembre 2006. (Cité pages 29, 36, 97, 100, 103 et 108.)
- Russell, D. M., Maccarone, T. J., Körding, E. G. & Homan, J. Parallel tracks in infrared versus X-ray emission in black hole X-ray transient outbursts : a hysteresis effect? *MNRAS*, 379 : 1401–1408, Août 2007. (Cité pages 102, 103 et 161.)

- Russell, D. M., Maitra, D., Dunn, R. J. H. & Markoff, S. Evidence for a compact jet dominating the broadband spectrum of the black hole accretor XTE J1550-564. *MNRAS, in press (arXiv :1002.3729)*, Février 2010. (Cité page 145.)
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-Interscience, New York, p. 395, 1979. (Cité pages 44, 62 et 115.)
- Samimi, J., Share, G. H., Wood, K., Yentis, D., Meekins, J., Evans, W. D., Shulman, S., Byram, E. T. et al. GX339-4 - A new black hole candidate. *Nature*, 278 :434–436, Mars 1979. (Cité page 93.)
- Sanford, P. W. & Hawkins, F. H. First observations from Copernicus. *Nature*, 239 :135–+, Octobre 1972. (Cité page 1.)
- Sault, R. J. & Wieringa, M. H. Multi-frequency synthesis techniques in radio interferometric imaging. *A&AS*, 108 :585–594, Décembre 1994. (Cité page 127.)
- Shahbaz, T., Fender, R. P., Watson, C. A. & O'Brien, K. The First Polarimetric Signatures of Infrared Jets in X-Ray Binaries. *ApJ*, 672 :510–515, Janvier 2008. (Cité page 116.)
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24 :337–355, 1973. (Cité pages 18, 42, 43 et 47.)
- Sharma, P., Hammett, G. W., Quataert, E. & Stone, J. M. Shearing Box Simulations of the MRI in a Collisionless Plasma. *ApJ*, 637 :952–967, Février 2006. (Cité page 142.)
- Sharma, P., Quataert, E., Hammett, G. W. & Stone, J. M. Electron Heating in Hot Accretion Flows. *ApJ*, 667 :714–723, Octobre 2007. (Cité page 142.)
- Smith, D. M., Homan, J. & Bezayiff, N. State transition of GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 455 :1–+, Avril 2005. (Cité page 96.)
- Soleri, P., Fender, R. P., Tudose, V., Maitra, D., Bell, M., Linares, M., Altamirano, D., Wijnands, R. et al. Investigating the disc-jet coupling in accreting compact objects using the black hole candidate Swift J1753.5-0127. *MNRAS, in press (arXiv :1004.1066)*, Avril 2010. (Cité pages 128, 137 et 138.)
- Spada, M., Ghisellini, G., Lazzati, D. & Celotti, A. Internal shocks in the jets of radio-loud quasars. *MNRAS*, 325 :1559–1570, Août 2001. (Cité pages 59 et 68.)
- Spencer, R. E. A radio jet in SS433. *Nature*, 282 :483–+, Novembre 1979. (Cité page 2.)
- Spitkovsky, A. Particle Acceleration in Relativistic Collisionless Shocks : Fermi Process at Last ? *ApJ*, 682 :L5–L8, Juillet 2008. (Cité page 68.)
- Steeghs, D., Miller, J. M., Kaplan, D. & Rupen, M. IGR/XTE J17464-3213 : New radio position and optical counterpart. *The Astronomer's Telegram*, 146 :1–+, Avril 2003. (Cité page 123.)
- Stern, B. E., Poutanen, J., Svensson, R., Sikora, M. & Begelman, M. C. On the Geometry of the X-Ray-Emitting Region in Seyfert Galaxies. *ApJ*, 449 :L13+, Août 1995. (Cité page 56.)

- Still, M., Brocksopp, C. & Casella, P. Renewed activity from GX 399-4. *The Astronomer's Telegram*, 1954 :1–+, Mars 2009. (Cité page 95.)
- 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. *MNRAS*, 327 :1273–1278, Novembre 2001. (Cité pages 20 et 22.)
- Strohmayer, T. E. Discovery of a 450 HZ Quasi-periodic Oscillation from the Microquasar GRO J1655-40 with the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJ*, 552 :L49–L53, Mai 2001a. (Cité page 123.)
- Strohmayer, T. E. Discovery of a Second High-Frequency Quasi-periodic Oscillation from the Microquasar GRS 1915+105. *ApJ*, 554 :L169–L172, Juin 2001b. (Cité page 123.)
- Swank, J. Another X-Ray Brightening of H 1743-322 = IGR J1746-3213. *The Astronomer's Telegram*, 301 :1–+, Juillet 2004. (Cité page 123.)
- Taylor, G. B., Carilli, C. L. & Perley, R. A., éditeurs. *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, volume 180 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1999. (Cité page 77.)
- Thompson, A. R., Moran, J. M. & Swenson, Jr., G. W. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 2nd Edition*. New York : Wiley. ISBN : 0471254924, Avril 2001. (Cité page 77.)
- Tomsick, J. A. RXTE observes hard state activity from GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 2384 :1–+, Janvier 2010. (Cité page 95.)
- Tomsick, J. A., Corbel, S., Goldwurm, A. & Kaaret, P. X-Ray Observations of the Black Hole Transient 4U 1630-47 during 2 Years of X-Ray Activity. *ApJ*, 630 :413–429, Septembre 2005. (Cité page 130.)
- Tomsick, J. A., Corbel, S. & Kaaret, P. X-Ray Observations of XTE J1550-564 during the Decay of the 2000 Outburst. I. Chandra and RXTE Energy Spectra. *ApJ*, 563 :229–238, Décembre 2001. (Cité page 154.)
- Tomsick, J. A., Kaaret, P., Kroeger, R. A. & Remillard, R. A. Broadband X-Ray Spectra of the Black Hole Candidate GRO J1655-40. *ApJ*, 512 :892–900, Février 1999. (Cité page 27.)
- Tomsick, J. A., Kalemci, E., Kaaret, P., Markoff, S., Corbel, S., Migliari, S., Fender, R., Bailyn, C. D. et al. Broadband X-Ray Spectra of GX 339-4 and the Geometry of Accreting Black Holes in the Hard State. *ApJ*, 680 :593–601, Juin 2008. (Cité page 93.)
- Tudose, V., Fender, R. P., Linares, M., Maitra, D. & van der Klis, M. The disc-jet coupling in the neutron star X-ray binary Aquila X-1. *MNRAS*, 400 :2111–2121, Décembre 2009. (Cité page 136.)
- Ueda, C. B. M. N. S. J. H. S. D. A. K. Y. Y. Recent PCA Measurements of SAX J1747.0-2853 and GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 1945 :1–+, Février 2009. (Cité page 95.)
- Uzdensky, D. A. & Goodman, J. Statistical Description of a Magnetized Corona above a Turbulent Accretion Disk. *ApJ*, 682 :608–629, Juillet 2008. (Cité pages 142 et 143.)

- Uzdensky, D. A. & McKinney, J. C. Magnetic Reconnection with Radiative Cooling. I. Optically-Thin Regime. *ArXiv e-prints*, Juillet 2010. (Cité page 143.)
- Valinia, A. & Marshall, F. E. RXTE Measurement of the Diffuse X-Ray Emission from the Galactic Ridge : Implications for the Energetics of the Interstellar Medium. *ApJ*, 505 :134–147, Septembre 1998. (Cité page 97.)
- van der Klis, M. Rapid X-ray Variability. Dans Lewin, W. H. G. & van der Klis, M., éditeur, *Compact stellar X-ray sources*, pages 39–112. Cambridge University Press, Cambridge, UK, Avril 2006. (Cité page 30.)
- van Paradijs, J. & McClintock, J. E. Absolute visual magnitudes of low-mass X-ray binaries. *A&A*, 290 :133–136, Octobre 1994. (Cité page 36.)
- van Paradijs, J. & McClintock, J. E. Optical and ultraviolet observations of X-ray binaries. Dans Lewin, W. H. G., van Paradijs, J. & van den Heuvel, E. P. J., éditeurs, *X-ray binaries*, p. 58 - 125, pages 58–125, 1995. (Cité pages 36, 47, 100 et 108.)
- Westfold, K. C. The Polarization of Synchrotron Radiation. *ApJ*, 130 :241–+, Juillet 1959. (Cité page 115.)
- White, N. E. & Marshall, F. E. The unusually soft X-ray spectrum of LMC X-3. *ApJ*, 281 : 354–359, Juin 1984. (Cité page 123.)
- Xue, Y. Q. & Cui, W. On the radio/X-ray correlation in microquasars. *A&A*, 466 :1053–1057, Mai 2007. (Cité page 135.)
- Yamaoka, K. & et al. Renewed Activity from H 1743-322 detected by MAXI/GSC. *The Astronomer's Telegram*, 2364 :1–+, Décembre 2009. (Cité page 123.)
- Yamaoka, K., Sugizaki, M., Nakahira, S., Mihara, T., Kohama, M., Nakagawa, Y. E., Yamamoto, T., Matsuoka, M. et al. MAXI/GSC detection of an X-ray activity from GX 339-4. *The Astronomer's Telegram*, 2380 :1–+, Janvier 2010. (Cité page 95.)
- Yuan, F. Luminous hot accretion discs. *MNRAS*, 324 :119–127, Juin 2001. (Cité pages 53, 54 et 141.)
- Yuan, F. & Cui, W. Radio-X-Ray Correlation and the “Quiescent State” of Black Hole Sources. *ApJ*, 629 :408–413, Août 2005. (Cité page 104.)
- Yuan, F., Peng, Q., Lu, J. & Wang, J. The Role of the Outer Boundary Condition in Accretion Disk Models : Theory and Application. *ApJ*, 537 :236–244, Juillet 2000. (Cité page 146.)
- Zdziarski, A. A. & Gierliński, M. Radiative Processes, Spectral States and Variability of Black-Hole Binaries. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 155 :99–119, 2004. (Cité page 56.)
- Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikołajewska, J., Wardziński, G., Smith, D. M., Harmon, B. A. & Kitamoto, S. GX 339-4 : the distance, state transitions, hysteresis and spectral correlations. *MNRAS*, 351 :791–807, Juillet 2004. (Cité page 93.)

---

Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Mikolajewska, J., Gierlinski, M., Ebisawa, K. & Johnson, W. N. Broad-band X-ray/gamma-ray spectra and binary parameters of GX 339-4 and their astrophysical implications. *MNRAS*, 301 :435–450, Décembre 1998. (Cité pages 82 et 95.)